

**ENERGIE-UND FLUENZABHÄNGIGKEIT DER ZERSTÄUBUNGS-AUSBEUTE
VON SILIZIUM BEI BESCHUSS MIT EDELGASIONEN**

Peter Blank

1977

ENERGIE- UND FLUENZABHÄNGIGKEIT DER ZERSTÄUBUNGS-AUSBEUTE
VON SILIZIUM BEI BESCHUSS MIT EDELGASIONEN

INAUGURAL-DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Diplom-Physiker Peter Blank
aus Erfurt

München 1977



1. Referent: Prof.Dr. R. Sizmann

2. Referent: Prof.Dr. H. Peisl

Tag der mündlichen Prüfung: 21.7.1977

INHALTSVERZEICHNIS

Zusammenfassung	1
1. Einführung	3
2. Experimentelles	5
2.1 Versuchsaufbau	5
2.2 Meßmethode	8
2.3 Probenherstellung	9
2.4 Kalibrierung des Schwingquarzes	11
2.5 Bestimmung der Tiefenverteilung implantierter Fremdatome	14
2.6 Bestimmung der Bestrahlungsfluenz und der Primärionenenergie	18
3. Experimentelle Ergebnisse	19
3.1 Voruntersuchungen	19
3.1.1 Projizierte Reichweiten und Aufbau der Flächendichte implantierter Xenonionen	19
3.1.2 Sättigungsteilchendichten implantierter Ionen	22
3.2 Zerstäubungsexperimente	24
3.2.1 Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute	24
3.2.2 Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Primärionenenergie und -art	26
3.2.3 Einfluß von Stromdichte und Restgasdruck auf Zerstäubungs- ausbeuten und Tiefenverteilungen	29
4. Diskussion	31
4.1 Theorie der Festkörperzerstäubung	31
4.2 Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren	38
4.3 Vergleich Theorie-Experiment	44
4.3.1 Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute	44
4.3.2 Absolutwerte von Zerstäubungsausbeuten	49

4.3.3 Energie- und Massenabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute	52
4.3.4 Nichtlineare Effekte	54
4.3.5 Edelgasausscheidungen (Blasenbildung)	55
4.4 Schlußbemerkung	57
5. Anhang	58
5.1 Messung des Primärionenstroms	58
5.2 Bestimmung von Massenbelegungen mittels Schwingquarztechnik	60
5.3 Die Rutherfordrückstreuung als Methode zur Bestimmung der Tiefenverteilung von Fremdatomen	62
5.3.1 Streuquerschnitte	62
5.3.2 Elastische und inelastische Energieverluste	63
5.3.3 Flächendichte	65
5.3.4 Teilchendichte (Konzentrationsverteilung)	65
5.3.5 Auswertung von Rückstreuenspektren	66
6. Literaturverzeichnis	69

ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurde die Zerstäubung von Silizium bei Beschuß mit Edelgasionen (Ar, Xe) im Energiebereich zwischen 10 und 540 keV untersucht. Ziel der Arbeit war es, die Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute zu bestimmen, sowie insbesondere Information über den Einfluß implantierter Fremdatome auf die Zerstäubungsausbeute zu gewinnen. Dazu wurde eine Apparatur entwickelt, die es erlaubt, in situ sowohl die durch Ionenbeschuß hervorgerufenen Massenänderungen der Probe zu ermitteln (Schwingquarztechnik), als auch die Tiefenverteilung implantierter Projektilatome quantitativ zu bestimmen (Rutherforddrückstreuung).

Bei den Experimenten wurde großer Wert auf die Qualität der untersuchten Proben sowie auf definierte und hinreichend gute Vakuumbedingungen gelegt ($p_0 \leq 10^{-8}$ mbar). Die Reinheit aufgedampfter Schichten wurde durch Rückstreuungsmessungen kontrolliert. Proben hoher Oberflächengüte konnten durch Polieren der Substrate vor der Bedampfung mit Silizium hergestellt werden.

An reinen Siliziumproben wurde die Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute untersucht. Es zeigte sich, daß implantierte Edelgasatome eine Erhöhung der Zerstäubungsausbeute bewirken. Beim Beschuß von Silizium mit 140 keV Xenon wurde z.B. ein Anstieg um 26% beobachtet. Es konnte dabei erstmals nachgewiesen werden, daß dieser Effekt mit dem Konzentrationsaufbau der implantierten Atome korreliert ist. Dementsprechend ist der Anstieg der Zerstäubungsausbeute vornehmlich auf die Erhöhung der in Oberflächennähe deponierten Energie durch den Einbau schwerer Ionen zurückzuführen.

Die ermittelten Sättigungszerstäubungsausbeuten stimmen gut mit Messungen anderer Autoren an massiven Targets überein. Dagegen zeigen sich deutliche Abweichungen von Ergebnissen aus Schwingquarzmessungen an Siliziumschichten, die durch HF-Zerstäubung aufgebracht wurden. Die Ursachen für diese Diskrepanzen sind in der großen Oberflächenrauigkeit sowie der Verunreinigung der betreffenden Targets zu suchen.

Eigene Experimente an verunreinigten Siliziumschichten (ca. 4% Fe und Cr) ergaben im Energiebereich zwischen 10 und 140 keV im Vergleich zu den Messungen an reinen Proben um 5-15% größere Sättigungszerstäubungsausbeuten. Darüber hinaus wurde eine Anreicherung der Verunreinigungen an der Oberfläche durch selektive Zerstäubung und/oder Diffusion unter Ionenbeschuß beobachtet.

Die aus eigenen Messungen und Literaturwerten zusammengestellten Zerstäubungsausbeuten zeigen sowohl im Absolutwert als auch in der Energieabhängigkeit deutliche Abweichungen von den für undotiertes Silizium angegebenen theoretischen Daten. Insbesondere wurde gefunden, daß die gemessenen Anfangszerstäubungsausbeuten ($\phi \rightarrow 0$) bis zu 50% niedriger sind als die theoretischen Werte. Die Diskrepanzen lassen sich auf eine Überschätzung der nuklearen Bremswirkungsquerschnitte sowie auf den Einfluß des elektronischen Bremsvermögens auf die bei elastischer Wechselwirkung deponierte Energie zurückführen.

1. EINFÜHRUNG

Beim Ionenbeschuß eines Festkörpers erleiden die in die Probe eindringenden Primärionen Energieverluste aufgrund ihrer Wechselwirkung mit den Elektronen und den Kernen der Probenatome. Die Energiedissipation durch elastische Wechselwirkung kann zur Zerstäubung des Festkörpers führen. Das Phänomen der Zerstäubung ist unter dem Namen "Kathodenzerstäubung" bereits seit 1852 bekannt /1/, wurde jedoch erst in den letzten zwei Jahrzehnten zum Gegenstand gezielter Untersuchungen (Übersichtsarbeiten /2-8/).

Von den existierenden Modellvorstellungen erscheint die Theorie von Sigmund /9,10/ zur Beschreibung der physikalischen Vorgänge bei der Festkörperzerstäubung am besten geeignet. Danach führt die elastische Wechselwirkung, sowohl der Projektilatome mit den Targetatomen, als auch der Targetatome untereinander, zur Ausbildung von Stoßkaskaden. Aus Stoßkaskaden, die die Oberfläche durchdringen, werden diejenigen Teilchen emittiert, die eine Impulskomponente parallel zu der aus dem Festkörper weisenden Oberflächennormalen besitzen und deren Energie zur Überwindung der Oberflächenbindungsenergie ausreicht.

Von besonderem Interesse ist die Zerstäubungsausbeute, d.h. die Anzahl der im Mittel pro einfallendem Primärion emittierten Probenatome. Nach Sigmund /9/ ist die Zerstäubungsausbeute für senkrechten Beschuß proportional zu der in Oberflächennähe durch elastische Stöße deponierten Energie und umgekehrt proportional zur Oberflächenbindungsenergie.

Berechnete Zerstäubungsausbeuten gelten streng genommen nur für reine Proben, da die mit der Zerstäubung verbundene Dotierung des Festkörpers i.a. seine für die Zerstäubungsausbeute relevanten Eigenschaften verändert. Der Einfluß implantierter Atome auf die Zerstäubungsausbeute wurde bisher vornehmlich für den Fall der Bestrahlung von Metallen mit Metallionen untersucht /11-13/. Bei der Zerstäubung von Kupfer mit verschiedenen Primärionenarten wurde in vielen Fällen eine Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute festgestellt. Untersuchungen über Tiefenverteilungen implantierter Metallionen /13/ zeigten Anreicherungen von Fremdatomen an der Oberfläche (V) bzw. Diffusion in den

Festkörper (Bi). Die Änderungen der Zerstäubungsausbeuten wurden der Bildung einer Kupfer-Vanadium Phase an der Oberfläche bzw. der Änderung der Oberflächenbindungsenergie durch implantierte Atome zugeordnet.

Phasenbildung und Diffusion erschweren den Vergleich experimentell bestimmter Zerstäubungsausbeuten mit theoretischen Daten. Für Untersuchungen, die zum Verständnis der mit der Energiedeposition zusammenhängenden Vorgänge bei der Festkörperzerstäubung beitragen sollen, sind daher Primärion-Probenatom-Kombinationen am besten geeignet, bei denen diese Effekte keine Rolle spielen. Als Primärionen bieten sich Edelgase an, für die i.a. bei Raumtemperatur keine meßbare thermische Diffusion festgestellt wurde /14,15/. Darüber hinaus macht die chemische Inaktivität der Edelgase die Bildung einer getrennten Phase mit den Probenatomen unwahrscheinlich.

Es ist zu erwarten, daß der Einfluß implantierter Atome auf die Zerstäubungsausbeute mit wachsender Konzentration zunimmt. Nach einer einfachen Modellvorstellung /16/ wird die Sättigungskonzentration implantierter Atome durch die reziproke Zerstäubungsausbeute bestimmt, so daß meßbare Effekte besonders bei Proben mit kleiner Zerstäubungsausbeute auftreten sollten. Als Probenmaterial wurde deshalb Silizium gewählt (Zerstäubungsausbeute bei Beschuß mit Argon < 2 Atome/Ion /17-20/). Silizium ist darüber hinaus aufgrund seiner Eigenschaft bereits nach der Bestrahlung mit niedrigen Primärionenfluenzen amorph zu werden /21-23/, besonders gut als Targetmaterial geeignet. In diesem Fall ist die den Zerstäubungsmodellen /9,24/ zugrunde liegende Annahme statistisch verteilter Probenatome gerechtfertigt.

Für Silizium als Probenmaterial liegen bereits erste Hinweise auf eine Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute vor. Schulz, Wittmaack und Maul /25/ untersuchten den Einfluß der Projektilenergie auf die mit Hilfe der Sekundärionen-Massenspektrometrie bestimmte Reichweiteverteilung von 20 keV Bor in Silizium. Aus der bei wachsender Argonenergie beobachteten (scheinbaren) Verschiebung der wahrscheinlichsten Reichweite von Bor wurde auf eine Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Silizium geschlossen. Über die absolute Größe des Fluenzeffekts konnten keine Aussagen gemacht werden, da dazu zusätzliche, zum damaligen Zeitpunkt nicht gesicherte Annahmen erforderlich

gewesen wären. Ähnliches gilt für die Messungen von Andersen und Bay /19/. Aus ihren Ergebnissen können nur dann Informationen über die Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute gewonnen werden, wenn Annahmen über den Konzentrationsaufbau der implantierten Atome gemacht werden.

Untersuchungen über den Einfluß implantierter Fremdatome auf die Zerstäubungsausbeute erfordern Meßmethoden, die sowohl die Bestimmung von Massenänderungen des Targets, als auch die Beobachtung des Konzentrationsaufbaus der implantierten Ionen erlauben. Es wurde deshalb eine Apparatur entwickelt, in der die Schwingquarzmethode mit der Methode der Rutherforddrückstreuung leichter (Helium-)Ionen kombiniert wurde. Die Anordnung erlaubt es, durch Ionenbeschuß hervorgerufene Massenänderungen der Probe und Tiefenverteilungen implantierter Fremdatome in situ zu bestimmen.

2. EXPERIMENTELLES

2.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Der Schwingquarz (oder eine andere Probe) wird mit einer Bronzefeder auf einen massiven Kupferblock gedrückt, der sowohl zur Strom- als auch zur Wärmeableitung dient. Die Wärmeableitung erfolgt über einen wassergekühlten Ring, der durch ein dünnes Glimmerplättchen elektrisch vom Kupferblock isoliert ist. Die Targethalterung (Abb. 2) ist um eine senkrecht zur Bildebene liegende Achse in der Probenoberfläche drehbar.

Zur Zerstäubung mit Argon- oder Xenonionen wird die Halterung so gedreht, daß der Primärstrahl senkrecht auf die Probenoberfläche trifft. Der auf die Probe fallende Ionenstrom wird während der Bestrahlung integriert. Massenänderungen der Probe können aus der Anzeige des Schwingquarzmonitors vor und nach (oder auch während) der Bestrahlung ermittelt werden.

Intermittierend zwischen den Bestrahlungen werden in der in Abb. 1 gezeigten Stellung der Probenhalterung Rückstreuenspektren aufgenommen. Dabei treffen Heliumionen durch eine Blende ($3 \text{ mm} \varnothing$) in dem geschlitzten Faradaykäfig auf die

Probe. Die unter einem Winkel von 150° rückgestreuten Teilchen gelangen nach Durchlaufen mehrerer Blenden in einen mit flüssigem Stickstoff gekühlten Halbleiterdetektor (Silizium-Oberflächensperrschichtzähler). Die Energiespektren der rückgestreuten Teilchen werden nach der Verstärkung der Detektorsignale aus der Pulshöhenanalyse mittels eines Vielkanalanalysators gewonnen.

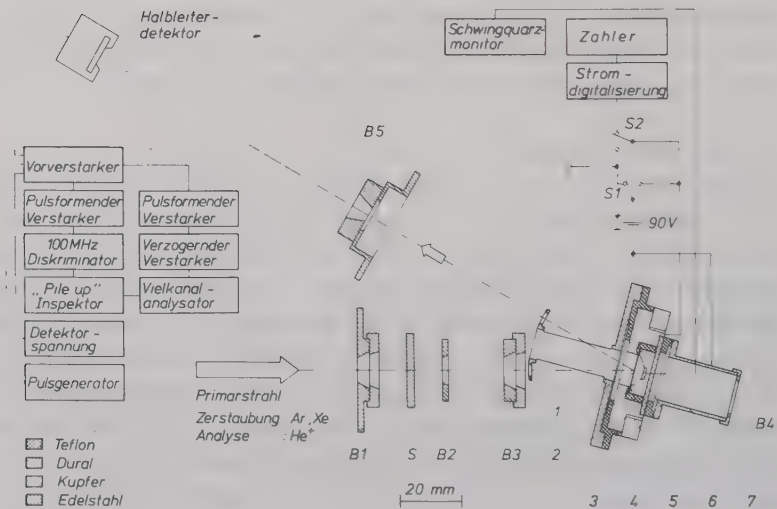


Abb. 1. Versuchsaufbau (schematisch) mit Blockschaltbild

- | | | |
|----------------------------|--------|--------------------------------|
| 1 Probe | B1, B2 | Blenden (8 mm ϕ) |
| 2 Faradaykäfig (geschlitz) | B3 | Blende (8,5 mm ϕ) |
| 3 Kupferblock | B4 | Blende (variabler Durchmesser) |
| 4 Bronzefeder | B5 | Blende (5 mm ϕ) |
| 5 gekühlter Kupfering | S | Verschlußkappe |
| 6 Testprobe | S1, S2 | Schalter |
| 7 Faradaykäfig | | |

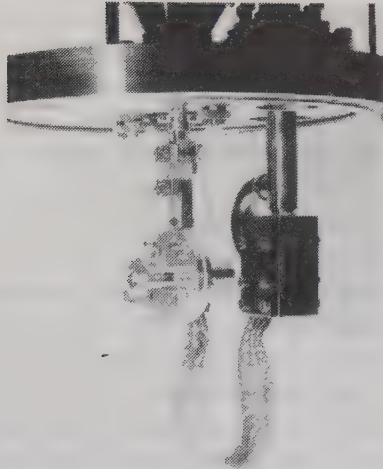


Abb. 2. Probenhalterung

Die Experimente wurden am Ionenbeschleuniger IB 300 der GSF durchgeführt /26/. Die in einer Penning-Ionenquelle mit Glühkathode erzeugten Ionen wurden mit Hilfe eines Ablenkmagneten (15°) massenanalysiert. Die Primärionenenergien konnten für einfach geladene Teilchen zwischen 10 und 270 keV variiert werden. Zur Verbesserung der Homogenität der Stromdichteverteilung wurde der Primärstrahl (Durchmesser: ~ 10 mm) rasterförmig über die Probenoberfläche bewegt (Verhältnis Auslenkung zu Strahldurchmesser etwa 2,5).

Im Strahlführungssystem des Beschleunigers herrschte bei Strahlbetrieb ein Restgasdruck von etwa 10^{-6} mbar. Zur Erzielung von UHV-Bedingungen in der Targetkammer wurde diese mit einer Druckstufe (B3 in Abb. 1) vom Strahlführungssystem getrennt. Mittels einer Ionengetterpumpe (80 l/s) konnte ein Restgasdruck von etwa 10^{-8} mbar in der Targetkammer erzielt werden. Bei Bestrahlungen mit Ionenströmen bis zu 5 μ A stieg der Druck entsprechend der Saugleistung (= 20 l/s für Edelgase) im allgemeinen auf $(5-8) \cdot 10^{-8}$ mbar an.

2.2 Meßmethode

Bei der Zerstäubung wird die mit dem Schwingquarz gemessene Massenänderung Δm durch die Summe der durch abgetragene Targetatome (Δm_2) bzw. durch Einbau von Projektilionen (Δm_1) bewirkten Änderungen bestimmt:

$$\Delta m = \Delta m_1 + \Delta m_2 \quad (1)$$

Die Anzahl der pro einfallenden Primärionen zerstäubten Probenatome, also die Zerstäubungsausbeute, ergibt sich zu

$$Y = - \Delta m_2 L q / M_2 \Delta Q \quad (2)$$

wobei L die Loschmidtzahl, q die Ionenladung, M_2 das Atomgewicht des Probenmaterials und ΔQ die eingestrahlte Ladung ist. Mit der Flächendichteänderung ΔN_1 der implantierten Fremdatome (Atomgewicht M_1) und der bestrahlten Fläche F gilt

$$\Delta m_1 = M_1 \Delta N_1 F / L \quad (3)$$

Die mit Hilfe der Schwingquarzmethode meßbare Änderung der Massenbelegung ist gegeben durch

$$\Delta m / F = c \Delta D \quad (4)$$

wobei c eine von den Quarzeigenschaften und der Einstellung des Monitors bestimmte Konstante und ΔD die Änderung der Monitoranzeige ist (s. Abschn. 2.4 und 5.2). Mit der Primärionenfluenz $\Delta \Phi = \Delta Q / q F$ erhält man aus den Glgn. (1-4) für die Zerstäubungsausbeute

$$Y = - \frac{c L}{M_2} \frac{\Delta D}{\Delta \Phi} + \frac{M_1}{M_2} \frac{\Delta N_1}{\Delta \Phi} \quad (5)$$

Damit läßt sich die Zerstäubungsausbeute aus der experimentell bestimmten Ladungsmenge und der bestrahlten Fläche, sowie aus der mit der Schwingquarz-

methode gewonnenen Änderung der Monitoranzeige und der mit Hilfe der Rückstreuung meßbaren Flächendichteänderung (Abschn. 2.5) der implantierten Fremdatome bestimmen.

2.3 Probenherstellung

Ein quantitativer Vergleich experimentell bestimmter Zerstäubungsausbeuten mit theoretischen Daten erfordert reine Proben und möglichst ebene Oberflächen. Durch zu große Oberflächenrauigkeiten sind die Bedingungen bezüglich des Einschubwinkels φ der Primärionen nicht mehr definiert. Beim Ionenbeschuß parallel zur makroskopischen Oberflächennormalen werden im Fall rauher Oberflächen Zerstäubungsausbeuten für einen der Rauigkeit entsprechenden mittleren Einschubwinkel gemessen, die im allgemeinen größer als die für ebene Oberflächen bestimmten Werte sind.

Da die verwendeten Schwingquarze große Oberflächenrauigkeiten zeigten (Abb.3a), wurden vor dem Aufbringen der Siliziumfilme Aluminiumschichten von etwa $8 \mu\text{m}$

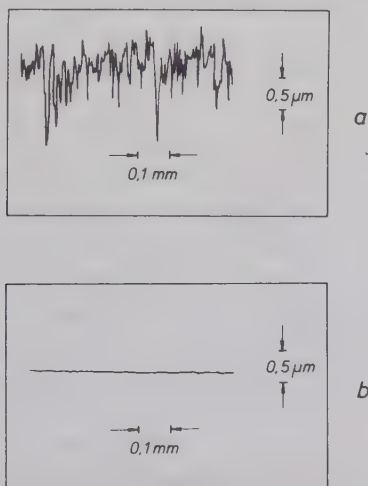


Abb. 3. Oberflächenrauigkeit eines mit Aluminium bedampften Schwingquarzes a) vor und b) nach Polieren mit Diamantpaste (kleinste Korngröße: $1 \mu\text{m}$)

Dicke aufgedampft und anschließend mit Diamantpaste (kleinste Korngröße: $1\mu\text{m}$) mechanisch poliert. Wie Abb. 3b zeigt, konnte dadurch eine deutliche Verringerung der Oberflächenrauigkeit erzielt werden. Die Aluminiumschichten dienten darüber hinaus zur Ableitung der durch Bestrahlung in der Probe erzeugten Wärme, sowie zur Dämpfung ioneninduzierter lateraler Spannungen, die in implantierten Schichten entstehen können /27,28/.

Das Aufbringen geeigneter Siliziumschichten auf die polierten Aluminiumoberflächen erwies sich als äußerst problematisch. Erste Versuche, Siliziumproben durch Elektronenstrahlverdampfung herzustellen schlugen fehl, da sich die für die Experimente erforderlichen Schichten von etwa $1\mu\text{m}$ Dicke von den Aluminiumoberflächen ablösten.

Mit der Methode der Hochfrequenz-Zerstäubung konnten in den Hughes Research Laboratories (Malibu, Kalifornien, USA) etwa $2\mu\text{m}$ dicke Siliziumschichten hergestellt werden. Durch Rückstreuuntersuchungen an diesen Proben wurden jedoch

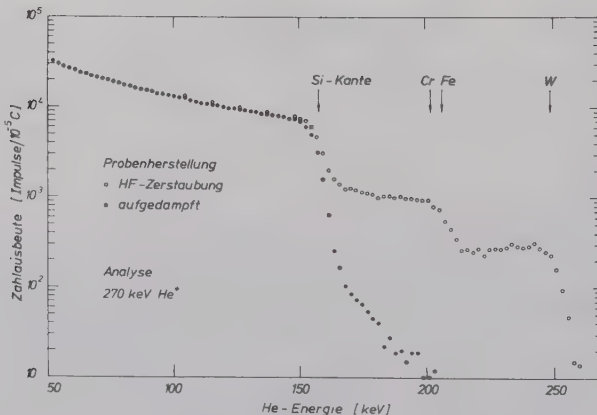


Abb. 4. Rückstreupektrern aufgedampfter bzw. durch HF-Zerstäubung hergestellter Siliziumschichten.

Verunreinigungen im Massenbereich $50 \leq M \leq 55$ [u] festgestellt (Abb. 4). Mit Hilfe der Sekundärionen-Massenspektrometrie¹⁾ konnten die Verunreinigungen als Eisen und Chrom identifiziert werden. Die Konzentration der Summe der Verunreinigungen durch Eisen und Chrom ergibt sich aus dem Rückstreupektrum (Abb. 4) zu etwa 4at%. Außerdem konnte in den Proben noch ein Element hoher Atommasse - vermutlich Wolfram - nachgewiesen werden ($\approx 0,1\text{at}\%$).

Auf einige der durch HF-Zerstäubung hergestellten gut haftenden Siliziumschichten wurde im AEG-Telefunken-Forschungsinstitut (Ulm) durch Elektronenstrahlverdampfung zusätzlich Silizium (Dicke $\approx 1,5 \mu\text{m}$) aufgebracht. Die bei Raumtemperatur und einem Druck von etwa 10^{-10} mbar mit einer Aufdampfgeschwindigkeit von $4 \text{ \AA/s}$ hergestellten Proben zeigten im Rückstreupektrum keine nachweisbaren Verunreinigungen (Abb. 4). Diese Proben waren daher für Zerstäubungsexperimente an reinem Silizium gut geeignet.

2.4 Kalibrierung des Schwingquarzes

Zur Bestimmung der durch Zerstäubung und Implantation bewirkten Massenänderung Δm der Probe wurde das Schichtdickenmeßgerät QM 311 (Kronos) eingesetzt, das nach der im Anhang (Abschn. 5.2) beschriebenen Methode arbeitet.

Mit der Schwingquarzmethode werden Änderungen der Massenbelegung $\Delta m/F$ gemessen. Überdeckt die bestrahlte Fläche die "aktive" Fläche (s. Abschn. 5.2), so ist die Änderung der Massenbelegung proportional zur Änderung der (digitalen) Monitoranzeige ΔD (Glg. 4). Ist die bestrahlte Fläche kleiner als die aktive, dann wird die "Konstante" c von der Größe der bestrahlten Fläche und ihrer Lage bezüglich der aktiven Zone bestimmt. In diesem Fall können Änderungen der Massenbelegung nur bei Kenntnis der differentiellen Schichtwäageempfindlichkeit des Quarzes bestimmt werden. Die bestrahlte Fläche sollte daher den aktiven Bereich überdecken.

Andererseits ist zur Reduzierung der thermischen Belastung des Quarzes während der Zerstäubung ein möglichst kleiner Strahlquerschnitt erwünscht. Zur Bestimmung des kleinstmöglichen Strahldurchmessers mußte daher die Größe des aktiven

¹⁾ Die SIMS-Untersuchungen wurden von K. Wittmaack mit dem Sekundärionen-massenspektrometer DIDA durchgeführt.

Bereichs des Schwingquarzes ermittelt werden. Dazu wurden auf verschiedene Quarze Silberschichten (Dicke: 2-3 μm) aufgedampft und die Änderung der Anzeige ΔD des Schwingquarzmonitors in der empfindlichsten Einstellung abgelesen. Die bedampften Flächen wurden durch Blenden unterschiedlicher Größe (4-10 mm^2) begrenzt. Die Massenänderungen Δm der Schwingquarze wurden durch Wägen vor und nach dem Bedampfen mit etwa 1% Genauigkeit bestimmt. Da bei kleinen Blendendurchmessern bei gleicher Schichtdicke kleinere Massenänderungen und damit größere Fehler beim Wägen auftreten, wurden auf Vergleichsquarzen in gleichem Abstand vom Verdampferschiffchen größere Flächen mitbedampft und die Massenänderungen der Vergleichsproben bezüglich der Flächenverhältnisse korrigiert.

In Abb. 5 ist das Verhältnis $\Delta m/\Delta D$ über der bedampften Fläche aufgetragen. Aus der Geraden durch den Nullpunkt ergibt sich für die Konstante in Glg. (4) ein Wert von $c = 9,94 \cdot 10^{-9} \text{ g/DE cm}^2$ (DE = digitale Einheit), der bis auf 0,5% mit den Angaben des Herstellers übereinstimmt. Aus der Abweichung der Größe $cF\Delta D/\Delta m$ von 1 (Abb. 3) erhält man für die aktive Fläche $0,4 \text{ cm}^2 < F_{\text{a}} \leq 0,5 \text{ cm}^2$. Die in den Zerstäubungsexperimenten bestrahlte Fläche von $0,53 \text{ cm}^2$ (Abschn. 2.6)

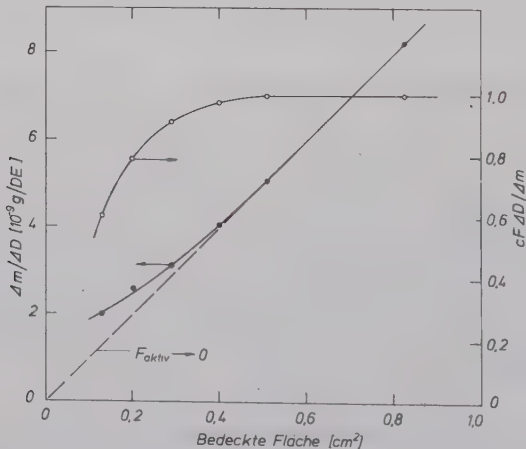


Abb. 5. Schwingquarz-Kalibrierung und Bestimmung der aktiven Fläche

überdeckt damit den aktiven Bereich des Quarzes. Meßfehler durch geringfügig ($\leq 0,3 \text{ mm}$) aus der Schwingquarzmitte versetzte Primärstrahlen sind vernachlässigbar.

Bei der Messung von Massenänderungen nach Glg. (4) muß der Einfluß der Proben- temperatur auf die Eigenschwingungsdauer des Quarzes beachtet werden. Das Ab- klingen der durch Ionenbeschuß erhöhten Probentemperaturen nach Beendigung der Implantation bewirkt eine kontinuierliche Änderung der Monitoranzeige. Aus dem konstanten Wert, der sich nach etwa zehn Minuten einstellt, ergibt sich mit der vor der Bestrahlung abgelesenen Anzeige der gesuchte Wert ΔD .

Änderungen der Eigenschwingungsdauer durch laterale Spannungen, die durch Ionenbeschuß erzeugt werden können [27,28], wurden durch die Trennung der im- plantierten Schichten von der Quarzoberfläche mit Hilfe relativ dicker (ca. $8 \text{ }\mu\text{m}$) aufgedampfter Zwischenschichten aus Aluminium vermieden (s.Abschn. 2.3).

Das verwendete Schichtdickenmeßgerät bietet zusätzlich die Möglichkeit, Mas- senänderungen während der Bestrahlung zu bestimmen. Der elektronische Aufbau

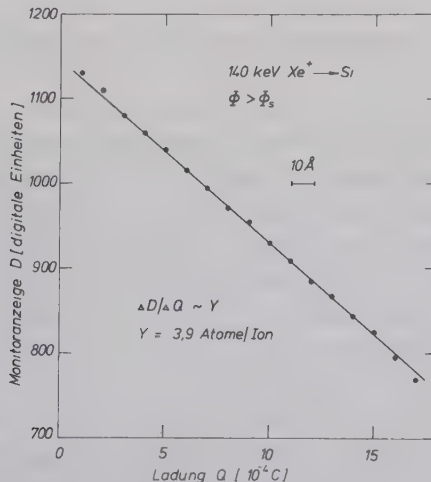


Abb. 6. Bestimmung von Massenänderungen während der Bestrahlung

des Monitors hat zur Folge, daß die dem Ionenstrahl zugewandte Elektrode des Schwingquarzes geerdet ist. Es zeigte sich, daß die Messung von Eigenschwingungsdaueränderungen auch möglich ist, wenn die Erdung über den Stromintegrator erfolgt. Bei konstantem Strahlstrom und gleichmäßiger Kühlung des Quarzes stellt sich bereits nach relativ kurzer Bestrahlungsdauer eine konstante Proben-temperatur ein. Da die Einflüsse auf die Eigenschwingungsdauer durch Massen- und Temperaturänderungen als unabhängig voneinander angesehen werden dürfen /28/, können Massenänderungen auch während der Bestrahlung ermittelt werden. Abb. 6 zeigt die Abhängigkeit der Monitoranzeige von der eingestrahlten Ladungsmenge am Beispiel der Zerstäubung eines Siliziumtargets mit 140 keV Xenonionen. Aus der Steigung der Geraden durch die Meßpunkte ergibt sich für das die Zerstäubungsausbeute bestimmende Verhältnis $\Delta D/\Delta Q = 2,16 \cdot 10^5$ DE/C. Der gleiche Wert ergibt sich aus der Differenz der Monitoranzeige vor und nach der Bestrahlung. Er entspricht einer Zerstäubungsausbeute von $Y = 3,9$ Atomen pro Ion.

Bemerkenswert ist, daß bereits bei Abtragung einer Schichtdicke von nur 1 nm eine Bestimmung der Zerstäubungsausbeute möglich ist (vgl. Abb. 6).

2.5 Bestimmung der Tiefenverteilung implantierter Fremdatome

Zur Bestimmung von Tiefenverteilungen implantierter Ionen wurde der mittlere Teil (Durchmesser 3 mm) des zerstäubten Probenbereichs mit 270 keV Heliumionen bestrahlt, und der unter dem Winkel von $\theta = 150^\circ$ in den Raumwinkel $\Omega = 5 \cdot 10^{-4}$ sr rückgestreute Anteil der Primärteilchen mit einem Silizium-Oberflächensperrschichtzähler bezüglich seiner Energie analysiert. Der mit flüssigem Stickstoff gekühlte Halbleiterdetektor (Ortec) hat nach Angaben des Herstellers eine empfindliche Fläche von 25 mm^2 und bei einer Vorspannung von 50 V eine entleerte Zone von etwa $180 \text{ }\mu\text{m}$.

In den Detektor eindringende Teilchen erzeugen in der entleerten Zone Elektronen-Loch-Paare und verlieren dabei Energie. Ist die Dicke der entleerten Zone größer als die Reichweiten der Teilchen, dann sind die im Detektor erzeugten Stromimpulse proportional zur Energie der auftreffenden Teilchen.

Nach der Aufbereitung in Vorverstärker und Verstärker werden die Detektorsignale in einem Vielkanalanalysator bezüglich ihrer Pulshöhen sortiert (Blockschaltbild in Abb. 1). Verzerrungen des Pulshöhenspektrums durch Überlagerungen von Impulsen ("Pile-up") werden durch ein elektronisches System (Verstärker, verzögernder Verstärker, Diskriminator und "Pile-up" Inspektor) weitgehend unterdrückt.

Zur Kalibrierung der Rückstreuanordnung wurden Spektren von reinen Siliziumproben (n-dotiert, 1 Ω cm) aufgenommen, die in nebeneinanderliegenden Bereichen mit Elementen unterschiedlicher Atomgewichte M_2 bedampft waren. Die Energie der an der Oberfläche rückgestreuten Teilchen (Primärenergie E_0 , Masse M_1) ist $E_3 = kE_0$, wobei k der kinematische Rückstreufaktor ist, der vom Massenverhältnis M_2/M_1 (hier $M_1 = \text{He}$) und vom Streuwinkel abhängt (s. Abschn. 5.3.2). Bei den in Abb. 7 dargestellten Rückstreuspektren "dicker" Schichten ($\approx 200 \text{ \AA}$) aus Gold und Kobalt können die E_3 entsprechenden Kanalnummern aus den differenzierten Rückstreukanten bestimmt werden. Der bei einer Primärenergie von 270 keV durch diese Methode bedingte Fehler von etwa 0,5 keV /29/ ist im Rahmen der Meßgenauigkeit vernachlässigbar.

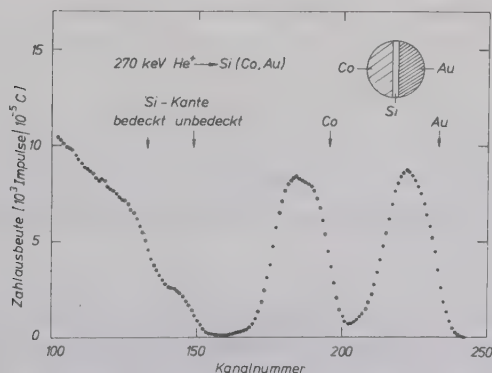


Abb. 7. Rückstreuspektren "dicker" Schichten ($\approx 200 \text{ \AA}$) aus Kobalt und Gold auf Silizium

Zur Untersuchung der Energieauflösung der Rückstreuordnung wurde der Versuch unternommen, extrem dünne Schichten aufzudampfen, bei denen inelastische Energieverluste der Heliumionen innerhalb der Schicht vernachlässigt werden können. Dazu wurde auf Siliziumproben Mangan und Gold aufgedampft, wobei die verdampften Materialmengen bei der vorgegebenen Aufdampfgeometrie mittleren Schichtdicken von etwa 15 Å (Mn) bzw. 3 Å (Au) entsprachen. Die von diesen Proben aufgenommenen Rückstreuenspektren sind in Abb. 8 dargestellt. Die Energie KE_0 der an Mangan- und Goldatomen rückgestreuten Heliumionen ergibt sich aus der Position der Maxima in Abb. 8.

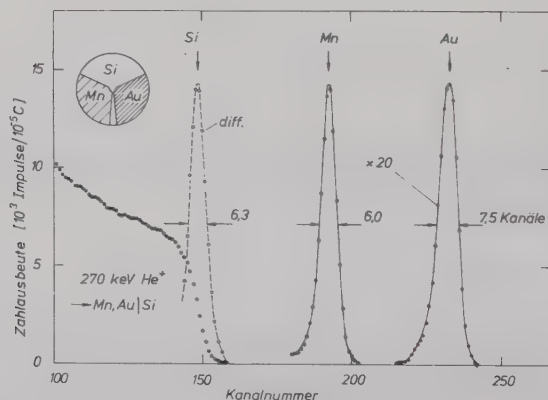


Abb. 8. Rückstreuenspektren dünner Schichten aus Mangan und Gold auf Silizium

Die Ergebnisse aus Abb. 7 und 8 ergeben, zusammen mit weiteren Rückstreuemessungen an Graphit-, Aluminium- und Aluminiumoxidproben, die Eichkurve für den Vielkanalanalysator bei der benutzten Einstellung der Elektronik (Abb. 9). Die aus Argon- und Xenonprofilen gewonnenen Punkte liegen im Fall der 20 keV-Sättigungsverteilungen ebenfalls auf der Eichkurve. Aus der Eichgeraden ergibt

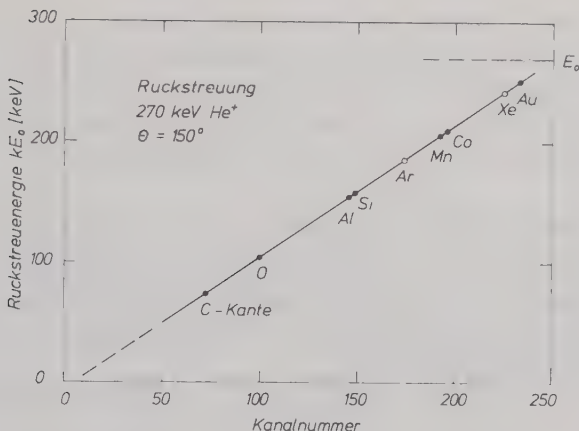


Abb. 9. Energiekalibrierung des Vielkanalanalysators

sich für das einem Kanal K entsprechende Energieintervall $\Delta E_3/\Delta K = 1,1 \text{ keV/Kanal}$. Die kleinste gemessene Halbwertsbreite von 6 Kanälen (Abb. 8) entspricht damit einer Energiebreite von 6,6 keV.

Beim Aufdampfen extrem dünner Schichten bilden sich im allgemeinen Zusammen-schlüsse aufgedampfter Atome zu "Inseln" aus, deren Dicke dann größer ist als die einer gleichmäßigen Bedeckung der Probe entsprechenden Schichtdicke. Aus der damit verbundenen Vergrößerung der gemessenen Halbwertsbreiten läßt sich die tatsächliche (apparative) Energiebreite (Energieauflösung) zu $\leq 6 \text{ keV}$ abschätzen. Die entsprechende Tiefenauflösung für Xenonverteilungen in Siliziumproben ergibt sich aus dem elektronischen Bremsvermögen $/30/$ zu $100 \text{ \AA}$ oder besser.

Im Vergleich zu den üblicherweise bei Rückstreuanalysen verwendeten Primär-energien von 1 bis 2 MeV bringt die vom Beschleuniger vorgegebene obere Energiegrenze von 270 keV Nachteile mit sich. Die maximale Tiefe, bis zu der Konzentrationsverteilung von Xenonatomen in Silizium bei der benutzten Rückstreu-geometrie analysiert werden können, beträgt etwa $0,14 \text{ }\mu\text{m}$ gegenüber $1,3 \text{ }\mu\text{m}$ bei 2 MeV. Da die berechnete projizierte Reichweite von 270 keV Xenonionen mit

0,1 μm /31/ noch innerhalb der analysierbaren Tiefe liegt, konnte dieser Nachteil (zumindest für in Silizium implantierte Xenonionen) in Kauf genommen werden. Die Vorteile der gewählten experimentellen Anordnung sind die gute Tiefenauflösung und vor allem die Möglichkeit, Tiefenverteilungen implantierter Atome und Massenänderungen der Probe in situ zu bestimmen.

2.6 Bestimmung der Bestrahlungsfluenz und der Primärionenenergie

Die Bestrahlungsfluenz, d.h. die Anzahl der pro Flächeneinheit auf die Probe treffenden Primärteilchen, ergibt sich aus der eingestrahlenen Ladungsmenge ΔQ und der bestrahlten Fläche F zu

$$\Delta\phi = \Delta Q / qF \quad (1)$$

wobei q die Ionenladung ist.

Die bestrahlte Fläche wird durch die mit einem Justierfernrohr sorgfältig ausgerichteten Blenden B1 und B2 (Abb. 1) vorgegeben. Ausmessungen von Zerstäubungskratern mit Hilfe einer mechanisch-optischen Oberflächenuntersuchungsmethode (Talysurf 10, Rank Taylor Hobson) ergaben für die bestrahlte Fläche einen Durchmesser von 8,2 mm, d.h. $F = 0,53 \text{ cm}^2$ (vgl. Durchmesser 8,0 mm der Blende B₂). Der Fehler bei der Flächenbestimmung ist $\delta F / F \leq 2\%$.

Die Genauigkeit bei der Bestimmung eingestrahelter Ladungsmengen ΔQ wird durch Fehler bei der Messung des Ionenstroms I bestimmt. Einer genauen Bestimmung des Ionenstroms wurde deshalb große Beachtung geschenkt. Die Untersuchungen zur Strommessung wurden durch Bestrahlen einer Testprobe auf der Rückseite der Targethalterung durchgeführt (Abb. 1) und werden im Anhang (Abschn. 5.1) näher beschrieben. Es zeigte sich, daß eingestrahelte Ladungsmengen aus der Summe der über die Probe und über den Faradaykäfig abfließenden Ladungen mit einer Genauigkeit von $< 2\%$ bestimmt werden können. Der Fehler bei der Bestimmung von Bestrahlungsfluenzen ergibt sich damit zu $\delta(\Delta\phi) / \Delta\phi < 4\%$.

Mit den Fehlern bei der Bestimmung von $c(\leq 1\%)$ und ΔD (vernachlässigbar bei Mittelung über mehrere Meßpunkte) ergibt sich, daß Sättigungszerstäubungs-

beuten ($\Delta N_1/\Delta \phi = 0$) für die jeweilige Probenstruktur mit einer Genauigkeit von $< 5\%$ bestimmt werden können. Bei Messungen an ungesättigten Proben ($\Delta N_1/\Delta \phi \neq 0$) müssen noch Unsicherheiten bei der Bestimmung von Flächendichteänderungen der implantierten Atome berücksichtigt werden, die sich aus dem Verlauf von (Konzentrations-) Aufbaukurven abschätzen lassen.

Die Bestimmung der Primärionenenergie erfolgte über die Einstellung am Helipot des Hochspannungsgerätes. Die Helipotanzeige wurde von Wach /32/ mit Hilfe der Kernreaktion $^{11}\text{B}(p,\alpha)^8\text{Be}$ (Resonanzenergie: 163,1 keV) mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ kalibriert.

3. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

3.1 Voruntersuchungen

Aufgrund der in Abschnitt 2.3 geschilderten Schwierigkeiten bei der Herstellung geeigneter Siliziumschichten auf Schwingquarzen standen für die Zerstäubungsexperimente mit der Schwingquarzmethode nur eine begrenzte Anzahl von Proben zur Verfügung. Die Voruntersuchungen über den Aufbau von Edelgasverteilungen in Siliziumproben bei Ionenbeschuß wurden deshalb an Siliziumeinkristallen (n-dotiert, $1\ \Omega\text{cm}$) durchgeführt. Die Kristallorientierung ($\langle 111 \rangle$) war dabei ohne Bedeutung, da Silizium bei Ionenbeschuß bereits nach Einstrahlung kleiner Fluenzen ($\phi \approx 10^{14}\text{Ionen/cm}^2$ für $M_1 \geq 40$) amorph wird /21-23/. Die für die Experimente relevanten Eigenschaften der Proben sind daher mit denen der aufgedampften amorphen (oder polykristallinen) Schichten vergleichbar.

3.1.1 Projizierte Reichweiten und Aufbau der Flächendichte implantierter Xenonionen

Zur Bestimmung der wahrscheinlichsten projizierten Reichweiten und der Reichweitestreuung von Xenonionen in Silizium wurde, wie bereits an anderer Stelle berichtet /33/, Xenon in kleinen Fluenzintervallen implantiert (niedrigste Fluenz: $3 \times 10^{14}\text{/cm}^2$) und nach jeder Bestrahlung eine Tiefenanalyse mit Hilfe rückgestreuter Heliumionen durchgeführt. Als Beispiel sind in Abb. 10 Rückstreuenspektren dargestellt, die nach Bestrahlungen mit 145 keV Xenonionen unterschiedlicher Fluenzen aufgenommen wurden.

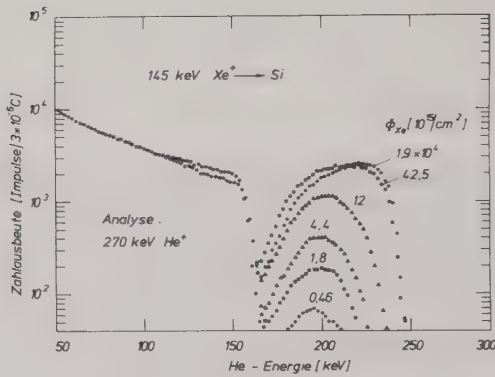


Abb. 10. Rückstreuungsspektren von Siliziumproben nach Implantation mit 145 keV Xenonionen. Parameter: Xenonfluenz.

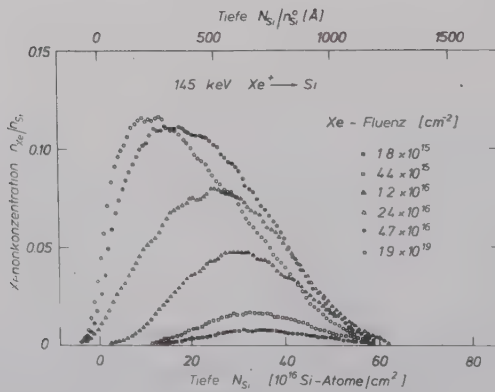


Abb. 11. Tiefenverteilungen implantierter (145 keV) Xenonionen. Parameter: Implantationsfluenz.

Zur Tiefeneichung wurden experimentell ermittelte Bremsvermögen verwendet /30/. Nach Korrektur der Zählausbeuten bezüglich des Wirkungsquerschnitts für die Rutherfordstreuung (Glg. A22 in Abschn. 5.3.5) konnten projizierte Reichweiten aus der Maximumlage der Xenonverteilungen bestimmt werden. In dem in Abb. 11 gezeigten Beispiel für korrigierte Rückstreuenspektren wurde der Einfluß implantierter Xenonatome auf das Bremsvermögen der Probe berücksichtigt (s. Abschn. 5.3.5). Bei der Ermittlung der Reichweitestreuung σ_p wurden für die tatsächlichen und gemessenen Xenonverteilungen und die die Tiefenauflösung bestimmende "Apparatefunktion" Gaußverteilungen angenommen. Aus der gemessenen Halbwertsbreite b ergibt sich dann mit der Halbwertsbreite f der Apparatefunktion die gewünschte Reichweitestreuung zu $\sigma_p = \sqrt{b^2 - f^2} / 2\sqrt{2 \ln 2}$. Die Energiestreuung der Heliumionen wurde vernachlässigt.

Im gesamten untersuchten Energiebereich (20-145 keV) wurden mit wachsender Primärionenfluenz Verschiebungen der Maximumlage in Richtung der Oberfläche beobachtet /33/. Die Ursachen dafür sind die Zerstäubung bei der Implantation /16/ und der Einfluß implantierter Xenonatome auf das Bremsvermögen der Probe /33,34/. Die auf die Fluenz $\phi = 0$ (reine Probe) extrapolierten projizierten

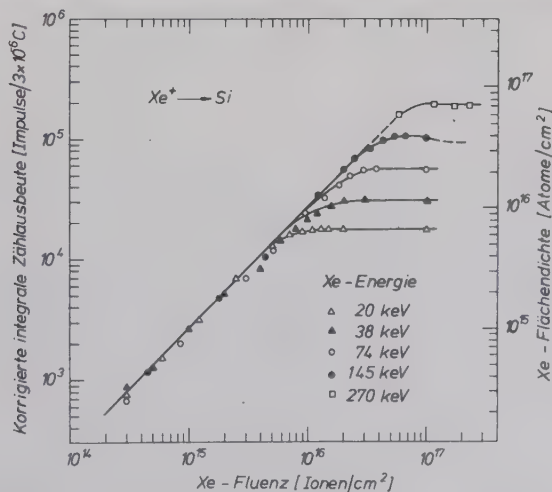


Abb. 12. Aufbau der Xenonflächendichten in Silizium. Parameter: Xenonenergie

Reichweiten ergaben Abweichungen von berechneten Werten /28,30/ um etwa 20%, wobei die experimentell bestimmten Werte größer sind.

Aus den Tiefenverteilungen (Abb. 11) kann die Abhängigkeit der Flächendichte implantierter Xenonatome von der Primärionenfluenz ermittelt werden. Das Integral der korrigierten Zählauseuten ist ein direktes Maß für die Anzahl der Fremdatome in der Probe (s. Abschn. 5.3.5). Abb. 12 zeigt die Abhängigkeit integraler Zählauseuten von der Fluenz eingestrahelter Xenonionen für verschiedene Primärenergien. Aus Messungen von Reflexionskoeffizienten /35/ und den Tiefenverteilungen für kleine Fluenzen (Abb. 11) folgt, daß im Bereich kleiner eingestrahelter Fluenzen praktisch alle Xenonionen von der Probe aufgesammelt werden. Damit ist eine Absolutangabe der Flächendichten möglich (Abb. 12).

3.1.2 Sättigungsteilchendichten implantierter Ionen

Das Verhältnis der Teilchendichten implantierter Fremdatome n in Oberflächen-nähe zur Konzentration der Probenatome n_0 kann direkt aus den Rückstreuenspektren entnommen werden. Abb. 13 und 14 zeigen Rückstreuenspektren von Proben, die bis zur Sättigung mit Xenon- bzw. Argonionen unterschiedlicher Energien dosiert wurden. Aus dem Verhältnis der Zählauseuten, z.B. (H_{xe}/H_{si}) die der Rückstreuung an Edelgas- bzw. Siliziumatomen aus gleicher Tiefe entsprechen, kann nach Glg. (A28) (Abschn. 5.3.5) das Verhältnis von Fremdatom- zu Targetteilchendichte bestimmt werden. Mit wachsender Primärionenenergie steigt die Maximalkonzentration der implantierten Xenonatome an. Die Argonkonzentration zeigt bis zur Energie von etwa 80 keV ein ähnliches Verhalten. Bei 270 keV ergibt sich jedoch eine unerwartet niedrige Maximalkonzentration. Eine mögliche Ursache hierfür ist eine erhöhte (evtl. durch mechanische Spannungen hervorgerufene) Ausdiffusion. Die genauere Untersuchung dieses Effekts erfordert die Analyse der Argonverteilung in größeren Tiefen, die nur mit höheren Rückstreuenergien möglich ist.

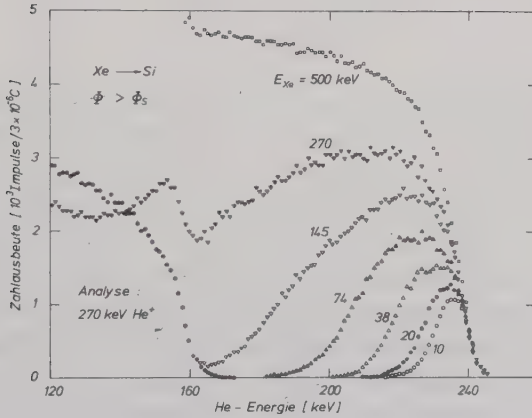


Abb. 13. Rückstreuungsspektren von Siliziumproben nach Sättigung mit Xenon.
Parameter: Primärenergie

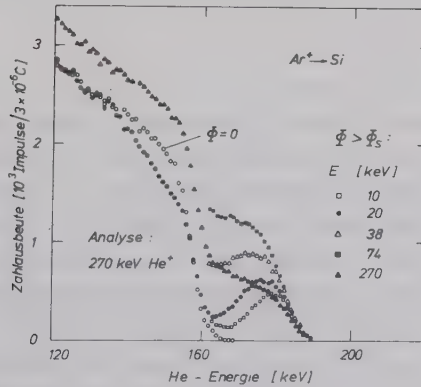


Abb. 14. Rückstreuungsspektren von Siliziumproben nach Sättigung mit Argon.
Parameter: Primärenergie

3.2 Zerstäubungsexperimente

3.2.1 Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute

Die Untersuchung der Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute setzt die Kenntnis der Flächendichteänderung der implantierten Fremdatome pro eingestrahltm Fluenzintervall voraus (Glg. 5). Großer Aussagewert ist von Experimenten mit hoher Primärenergie zu erwarten, da die Fluenzabhängigkeit aufgrund der entsprechend großen Reichweiten in einem großen Fluenzbereich (vor Erreichen der Sättigung) untersucht werden kann. Dadurch können einerseits Verfälschungen der Ergebnisse durch eventuell vor der Bestrahlung auf der Probenoberfläche vorhandene Oxidschichten vermieden und andererseits durch größere eingestrahlte Fluenzintervalle oder Mittelung über mehrere kleine Intervalle die Zerstäubungsausbeuten genauer gemessen werden. Darüber hinaus sollte im Fall der Zerstäubung mit Xenonionen aufgrund der mit steigender Primärenergie wachsenden Sättigungskonzentrationen der Einfluß implantierter Atome auf die Zerstäubungsausbeute bei hohen Primärenergien am deutlichsten sein.

Die größte Primärenergie, für die der Konzentrationsaufbau implantierter Xenonatome mit der verwendeten Rückstreuenergie verfolgt werden kann, ohne daß die Rückstreuenspektren des Implantationsprofils und der (Silizium-) Matrix interferieren, beträgt etwa 140 keV.

Die Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeute für 140 keV Xenonionen von der Primärionenfluenz ist in Abb. 15 zusammen mit dem Aufbau der Xenonflächendichte dargestellt. Im Fluenzbereich $0 < \Phi < 7,5 \cdot 10^{16}$ Ionen/cm² wurde die Probe in Intervallen von je $2 \cdot 10^{15}$ Ionen/cm² bestrahlt (mittlere Stromdichte: $3 \mu\text{A/cm}^2$). Bei der ersten Bestrahlung ergab sich eine unrealistisch hohe Zerstäubungsausbeute von $Y = 4,5$ Atomen/Ion, die vermutlich auf adsorbierte Verunreinigungen an der Probenoberfläche zurückzuführen ist. Aus den darauf folgenden Bestrahlungen wurden niedrigere, mit wachsender Fluenz ansteigende Zerstäubungsausbeuten bestimmt (zur Verbesserung der Statistik und wegen der besseren Übersicht sind in Abb. 15 die Mittelwerte aus je drei nach Glg. (5) ermittelten Werten eingetragen).

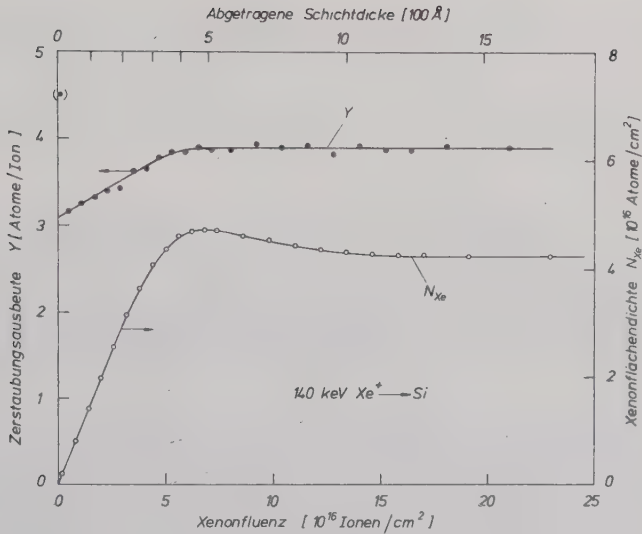


Abb. 15. Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeute und der Xenonflächendichte von der Primärionenfluenz beim Beschuß von Silizium mit 140 keV Xenonionen.

Die auf die Fluenz $\Phi = 0$ extrapolierte Zerstäubungsausbeute beträgt $Y_0 = 3,1$ Atome/Ion. Nach Implantation von etwa $6 \cdot 10^{16}$ Ionen/cm² wurde eine konstante Sättigungszerstäubungsausbeute $Y_\infty = 3,9$ Atome/Ion gemessen. Der Anstieg der Zerstäubungsausbeute kann im Fluenzbereich $0 < \Phi < 5 \cdot 10^{16}$ Ionen/cm² durch eine Gerade mit der Steigung $dY/d\Phi = 1,43 \cdot 10^{-17}$ cm² beschrieben werden. Bemerkenswert ist, daß sich konstante Werte für die Zerstäubungsausbeute ziemlich genau bei der zur Sättigung der Probe mit Xenonatomen benötigten Fluenz einstellen (s. Abb. 15).

Die Xenonflächendichte N_{Xe} erreicht bei einer Fluenz $\Phi = 7 \cdot 10^{16}$ Ionen/cm² ein Maximum bevor sich ein Gleichgewichtswert $N_\infty = 4,1 \cdot 10^{16}$ Atome/cm² einstellt. Über die Form der Aufbaukurve und die Ursachen der Abweichungen von einfachen

Modellvorstellungen /16/ wurde an anderer Stelle berichtet /34/. Es sei hier nur erwähnt, daß das Abfallen der Flächendichte nach Durchlaufen des Maximums durch Erhöhung des Bremsvermögens im Dotierungsgebiet nach der Xenonimplantation verursacht wird. Die Xenonkonzentration in Oberflächennähe ändert sich dabei nicht merklich /34/, so daß der Abfall der Flächendichte keinen Einfluß auf die Größe der Zerstäubungsausbeute hat.

Bei der Bestrahlung mit 270 keV Xenonionen wurden Zerstäubungsausbeuten in den Fluenzbereichen $0 < \phi < 6 \cdot 10^{16}$ Ionen/cm² bzw. $\phi > 4 \cdot 10^{17}$ Ionen/cm² untersucht. Die Zerstäubungsausbeute stieg in diesem Fall von $Y_0 = 3,3$ Atomen/Ion auf $Y_\infty = 4,08$ Atome/Ion an, wobei der Anstieg durch $dY/d\phi = 0,88 \cdot 10^{-17}$ cm² beschrieben werden kann.

Da der Konzentrationsaufbau der implantierten Atome aufgrund der großen Reichweite der 270 keV Xenonionen nicht exakt bestimmt werden konnte, wurde die Gültigkeit von $\Delta N_1 / \Delta \phi = 1$ bei der Bestimmung der Zerstäubungsausbeute nach Glg. (5) für $\phi < 6 \cdot 10^{16}$ Ionen/cm² kontrolliert, indem durch Rückstreuungsmessungen verfolgt wurde, wie sich die Xenonverteilungen der Oberfläche nähern.

Verfälschungen der gemessenen Zerstäubungsausbeuten durch eine zu Beginn der Abtragung vermutlich an der Oberfläche vorhandene dünne Oxidschicht können vernachlässigt werden, da die zu erwartende Oxidschicht maximal 30 Å dick ist /18,36,37/. Wie aus Abb. 15 hervorgeht, ist diese Schicht bereits bei einer Bestrahlungsfluenz von etwa $5 \cdot 10^{15}$ Ionen/cm² abgetragen.

Bei Untersuchungen an den durch HF-Zerstäubung hergestellten Proben konnte für 140 keV Xenonionen keine Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute festgestellt werden. Mögliche Ursache ist eine Oberlagerung des Fluenzeffekts mit dem Einfluß von Anreicherungen der Verunreinigungen an der Oberfläche (s. Abschn. 3.2.2).

3.2.2 Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Primärionenenergie und -art

Die Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute wurde an gesättigten Siliziumproben bei Beschuß mit Argon- bzw. Xenonionen untersucht. Dabei konnten

an einer Probe - entsprechend der Dicke der aufgedampften Schicht - mehrere Messungen durchgeführt werden. Der der jeweiligen Ionenart und -energie entsprechende Sättigungszustand wurde durch Implantation ausreichend hoher Fluenzen hergestellt und mit Hilfe der Rückstreumethode kontrolliert. Bei der Bestrahlung mit 540 keV Xenonionen wurden doppelt geladene Teilchen verwendet.

Beim Vergleich der Sättigungsverteilungen in den aufgedampften Proben mit denen im massiven Silizium (Abschn. 3.1) konnten für Primärenergien unter 100 keV keine meßbaren Abweichungen festgestellt werden. Bei Bestrahlung mit höheren Xenonenergien ergaben sich geringfügig größere Maximalkonzentrationen (<5%) und eine um etwa 10% größere Sättigungsflächendichte (140 keV Xenon) in den aufgedampften Schichten (vgl. Abb. 12 und /34/).

Abb. 16 zeigt die Energieabhängigkeit der Sättigungszerstäubungsausbeuten für Argon- und Xenonionen für verschieden hergestellte Siliziumproben. Bei der Bestimmung der Zerstäubungsausbeuten gemäß Glg. (5) wurde für die verunreinigten Proben eine der Targetzusammensetzung $\text{Si}_{1-\mu}\text{Fe}_\mu$ entsprechende mittlere Masse $M_2^\mu = (1-\mu)M_{\text{Si}} + \mu M_{\text{Fe}}$ eingesetzt. Mit $\mu = 0,04$ aus Abb. 10 ergibt sich $M_2^\mu = 29$.

Die Zerstäubungsausbeuten der verunreinigten Proben sind, mit Ausnahme der Werte für 270 und 540 keV Xenonionen, um 5-15% größer als die der sauberen Schichten. Die Zerstäubungsausbeuten verunreinigter Targets für 270 und 540 keV Xenonionen wurden an Proben bestimmt, bei denen durch Zerstäubung mit Xenonionen niedriger Energien (≤ 40 keV) bereits etwa $0,2 \mu\text{m}$ abgetragen waren. Bei der Deutung der an verunreinigten Targets gemessenen Zerstäubungsausbeuten müssen durch selektive Zerstäubung und/oder Diffusion bedingte Effekte berücksichtigt werden. Abb. 17 zeigt eine Anreicherung der Verunreinigungen an der Oberfläche nach der Sättigung der Probe mit 10 keV Xenonionen. Diese Erhöhung (Faktor 2) der Oberflächenkonzentration kann bei höheren Primärenergien wegen der Interferenz mit den Xenonverteilungen nicht mehr quantitativ bestimmt werden und führt möglicherweise zur Bildung einer getrennten Phase der Targetatome mit den Verunreinigungen und damit zur Änderung der für Zerstäubungsausbeuten relevanten Probenparameter.

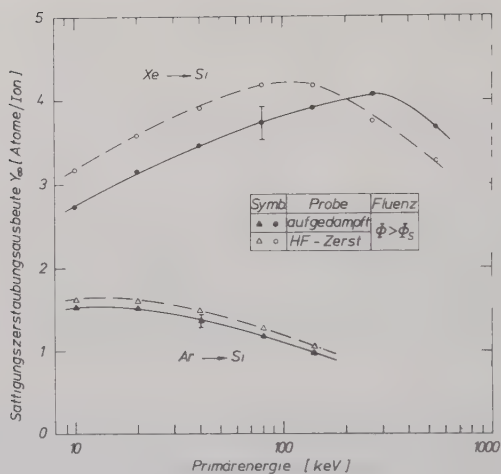


Abb. 16. Energieabhängigkeit der Sättigungszerstäubungsausbeute von aufgedampften bzw. aufgestäubten Siliziumproben bei Beschuß mit Argon bzw. Xenonionen.

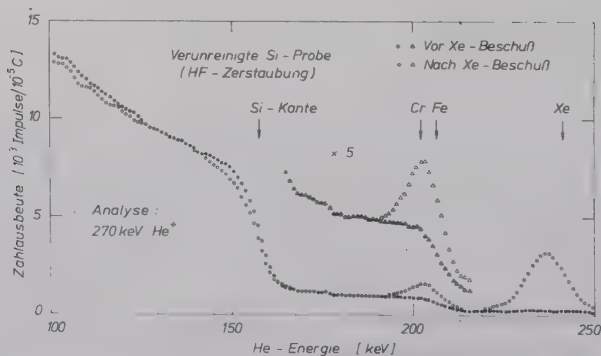


Abb. 17. Anreicherung von Fe-Cr-Verunreinigungen an der Siliziumoberfläche bei Zerstäubung mit Xenonionen (abgetragene Schichtdicke = 2000 Å).

3.2.3 Einfluß von Stromdichte und Restgasdruck auf Zerstäubungsausbeuten und Tiefenverteilungen

Der Einfluß einer eventuellen Oberflächenbelegung oder Oxidation auf die Zerstäubungsausbeute wurde durch Variation der Stromdichte und der eingestrahlten Fluenzintervalle der Primärionen untersucht. Dazu wurden Siliziumproben unter Standardbedingungen mit 40 bzw. 140 keV Xenonionen bis zur Sättigung dotiert und anschließend die Sättigungszerstäubungsausbeuten bei den entsprechenden Primärenergien bestimmt. Dabei wurde zunächst die Ionenstromdichte variiert. Bei dem Ausgangsdruck von $\approx 10^{-8}$ mbar zeigten sich im Stromdichtebereich zwischen $0,2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ und $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ($\Delta\Phi = 10^{16}$ Ionen/ cm^2) keine meßbare Änderungen der Sättigungszerstäubungsausbeuten. Durch Bestrahlen bei konstanter Ionenstromdichte ($2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$) mit unterschiedlichen Fluenzintervallen ($2 \cdot 10^{15}$ – $2 \cdot 10^{16}$ Ionen/ cm^2) ergaben sich ebenfalls keine Änderungen der gemessenen Zerstäubungsausbeuten. Damit kann eine Verfälschung der experimentellen Ergebnisse durch Oberflächenbelegung oder -oxidation zwischen den Bestrahlungen ausgeschlossen werden.

Der Einfluß des Restgasbombardments auf die Tiefenverteilungen implantierter Fremdatome wurde zunächst bei den apparativen Standardbedingungen (Ausgangsdruck $\approx 10^{-8}$ mbar) untersucht. Dazu wurden gesättigte Proben mit unterschiedlichen Ionenstromdichten "nachbestrahlt". Bei Stromdichten zwischen $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ und $30 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ zeigten sich dabei keine meßbaren Veränderungen der Tiefenverteilungen implantierter Ionen.

Der Einfluß adsorbierter Restgase auf die Tiefenverteilungen implantierter Xenonatome in Silizium wurde mittels kontrollierter Erhöhung des Sauerstoffpartialdrucks untersucht. Abb. 18 zeigt einen Vergleich der Rückstreupektren einer Siliziumprobe, die bei unterschiedlichen Restgasbedingungen mit 40 keV Xenonionen bis zur Sättigung dotiert wurde. Das nach der Bestrahlung bei $5 \cdot 10^{-7}$ mbar Sauerstoffpartialdruck aufgenommene Spektrum zeigt eine deutliche Erhöhung sowohl der Maximalkonzentration als auch der integralen Konzentration (Flächendichte) der implantierten Xenonatome. Außerdem wird ein "Sauerstoffpeak" beobachtet, aus dem sich aufgrund der Z^2 -Abhängigkeit des Wirkungs-

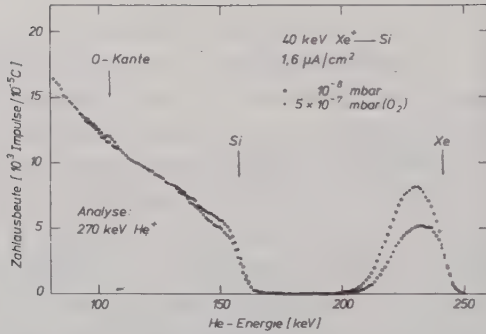


Abb. 18. Einfluß des Sauerstoffpartialdrucks auf die Sättigungsverteilungen implantierter Xenonionen.

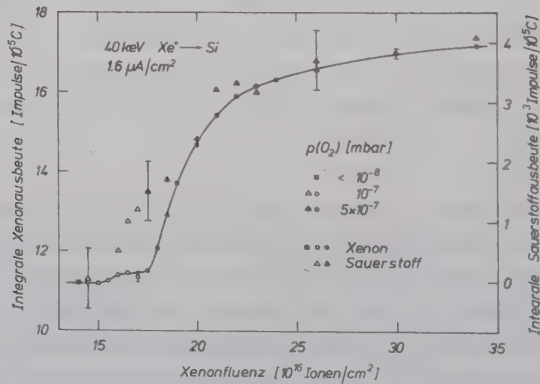


Abb. 19. Konzentrationsaufbau von 40 keV Xenonionen und rückstoßimplantierter Sauerstoffatome. Parameter: Sauerstoffpartialdruck.

querschnitts für die Rutherfordstreuung ein relativ großer Sauerstoffgehalt der Probe abschätzen läßt. Daraus kann geschlossen werden, daß der durch Rückstoßimplantation adsorbierter Sauerstoffatome in der Probe vorhandene Sauerstoffgehalt zu einer Erhöhung der Haftstellenkonzentration für Xenonatome führt.

Eine genauere Untersuchung /38/ ergab einen direkten Zusammenhang zwischen der Erhöhung der Xenonflächendichten und der Anzahl der Sauerstoffatome in der Probe (Abb. 19). Bei einer Primärionenenergie von 40 keV wurde ein zunächst unter Standardbedingungen (Druck = 10^{-8} mbar) gesättigtes Target bei erhöhtem Sauerstoffpartialdruck nachbestrahlt. Implantationen bei 10^{-7} mbar ergaben nur geringfügige Änderungen der Xenonzählausbeuten, wogegen der bei 10^{-8} mbar nicht nachweisbare Sauerstoffgehalt deutlich anstieg. Nach Erhöhung des Sauerstoffpartialdruckes auf $5 \cdot 10^{-7}$ mbar wurde ein drastischer Anstieg der Xenonzählausbeuten mit der Primärionenfluenz und ein in gleichem Maße wachsender Sauerstoffgehalt beobachtet.

Die Experimente zeigen, daß der Restgasdruck die Tiefenverteilungen implantierter Ionen wesentlich beeinflussen kann. Dies bestätigt die bereits von Behrisch /2/ genannten Kriterien für die bei "sauberen" Zerstäubungsexperimenten zu erfüllenden Vakuumbedingungen. Bei einem Ausgangsdruck von $\approx 10^{-8}$ mbar und Stromdichten über $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ werden Edelgasverteilungen in Silizium von einer geringfügigen Sauerstoffadsorption jedoch nicht beeinflußt.

4. DISKUSSION

4.1 Theorie der Festkörperzerstäubung

Von den bisher existierenden Zerstäubungsmodellen erscheint die Theorie von Sigmund /9/ zur Beschreibung des Zerstäubungsprozesses am besten geeignet (s. Übersichtsarbeiten /2-8/). Danach erfolgt die Energiedissipation in sogenannten Stoßkaskaden. Stoßkaskaden sind Bereiche längs der Bahn eines Projektils, in denen Probenatome auf Grund der elastischen Wechselwirkung der Primärionen mit den Probenatomen und der Probenatome untereinander in Bewegung

sind (Abb. 20). Aus Stoßkaskaden, die die Oberfläche durchdringen, werden Teilchen emittiert, sofern sie eine aus dem Festkörper weisende Impulskomponente und genügend Energie zur Überwindung der Oberflächenbindungsenergie besitzen.

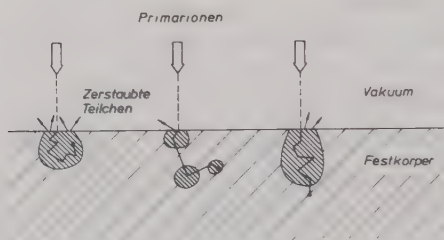


Abb. 20. Ausbildung von Stoßkaskaden in Festkörpern (schematisch)

Brandt und Laubert /24/ gehen bei ihrem Zerstäubungsmodell von ähnlichen Vorstellungen aus. Der wesentliche Unterschied zur Theorie von Sigmund ergibt sich durch die Annahme, daß für alle Festkörpermateriale an Stelle der Oberflächenbindungsenergie die Volumenbindungsenergie die für Zerstäubungsausbeuten relevante Größe ist. Außerdem bestehen Unterschiede in der analytischen Behandlung der Energiedissipation.

Von Sigmund /9/ wird für die Zerstäubungsausbeute eine Integro-Differentialgleichung mit Hilfe der Boltzmannschen Transporttheorie entwickelt. Zur analytischen Behandlung werden die elastischen Wechselwirkungspotentiale (Thomas-Fermi Potential für energiereiche Teilchen bzw. Born-Mayer Potential für niederenergetische Teilchen) durch Potenznäherungen beschrieben. Die wesentlichen Näherungen der Theorie sind die Annahmen eines unendlich ausgedehnten Mediums und statistisch verteilter Probenatome. Die Vernachlässigung von Oberflächeneffekten bedeutet, daß Teilchen, die den Festkörper verlassen, in der Theorie so behandelt werden, als könnten sie nach entsprechenden Streuungen im

hypothetischen (Vakuum-) Material in die Probe zurückkehren. Dies führt, insbesondere bei großen Massenverhältnissen M_2/M_1 , zu einer Überschätzung der insgesamt von Primärionen auf Probenatome übertragenen Energie.

Mit diesen Näherungen ergibt sich für die Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von der Projektilart (M_1, Z_1), -energie (E) und dem Einschußwinkel (φ) zur Probennormalen /9/

$$Y(x, M_1, Z_1, E, \varphi) = \Lambda F(x, M_1, Z_1, E, \varphi) \quad (6)$$

mit

$$\Lambda = 3/4 \pi^2 n_0 C_0 U_B$$

Dabei ist n_0 die Teilchendichte der Probenatome, F die durch elastische Stöße an der Probenoberfläche deponierte Energie und U_B die Oberflächenbindungsenergie. Λ enthält die Probeneigenschaften, wobei C_0 durch die Wirkungsquerschnitte für die (niederenergetische) Wechselwirkung der Probenatome untereinander bestimmt ist. Mit Glg. (6) kann sowohl die "Rückwärtszerstäubung" dünner und dicker Schichten ($x=0$), als auch die "Vorwärtszerstäubung" dünner Folien ($x=d$ = Dicke der Folie) beschrieben werden. Die gesamte Zerstäubungsausbeute dünner Folien ist dann $Y = Y(0) + Y(d)$. Für den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Fall der Rückwärtszerstäubung bei senkrechtem Ionenbeschuß ($\varphi=0$) ergibt sich die an der Oberfläche deponierte Energie zu

$$F = \alpha(M_2/M_1) n_0 S_n \quad (7)$$

wobei $\alpha(M_2/M_1)$ die von Sigmund eingeführte α -Funktion ist (Abb. 21), die im wesentlichen vom Massenverhältnis M_2/M_1 abhängt /9/. S_n ist das nukleare Bremsvermögen, das mit dem durch elastische Stöße bedingten Energieverlust $(dE/dx)_n$ durch die Beziehung $S_n = -(dE/dx)_n / n_0$ verknüpft ist. Aus Glg. (6) ergibt sich mit $C_0 = 1,808 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$ /9/ die Zerstäubungsausbeute in der Form

$$Y = 4,2 \alpha(M_2/M_1) S_n / U_B \quad (8)$$

wobei S_n in Einheiten von $10^{-14} \text{eVcm}^2/\text{atom}$ einzusetzen ist.

Das nukleare Bremsvermögen wird nach Lindhard, Scharff und Schiøtt (LSS) /39/ von der Ordnungszahl und dem Atomgewicht der Primärionen und der Probenatome, sowie von der Energie der einfallenden Ionen bestimmt. Mit der

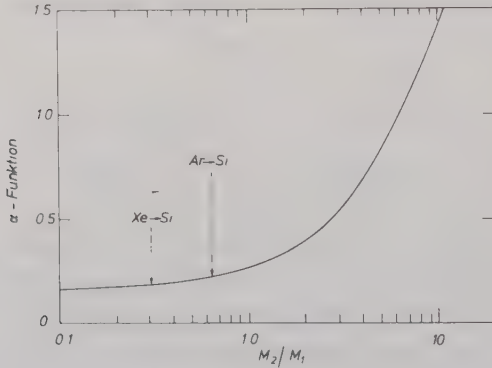


Abb. 21. Massenabhängigkeit der α -Funktion (nach Sigmund /9/).

von LSS eingeführten dimensionslosen Energie ϵ und dem dimensionslosen Bremsvermögen s_n (Abb. 22) ergibt sich

$$S_n(E, M_1, Z_1, M_2, Z_2) = 4\pi Z_1 Z_2 e^2 a [M_1 / (M_1 + M_2)] s_n(\epsilon) \quad (9)$$

mit

$$\epsilon = E a M_2 / Z_1 Z_2 (M_1 + M_2) e^2 \quad (10)$$

Der Thomas-Fermi Abschirmradius a ist gegeben durch

$$a = a_0 \cdot 0,885 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \quad (11)$$

wobei $a_0 = 0,529 \text{ \AA}$ der Bohrsche Radius ist.

Bei der Berechnung der α -Funktion /9/ (Abb. 21) wurde zunächst vorausgesetzt, daß das elektronische Bremsvermögen vernachlässigbar ist und die

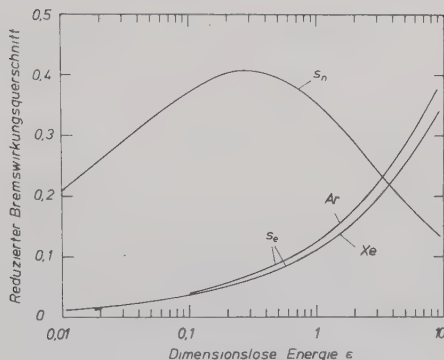


Abb. 22. Energieabhängigkeit des nuklearen und elektronischen Bremsvermögens (nach Lindhard, Scharff und Schiøtt /39/).

Existenz einer freien Oberfläche keinen Einfluß auf die deponierte Energie und damit auf die Zerstäubungsausbeute hat. Ist das elektronische Bremsvermögen (Abb. 22) nicht vernachlässigbar, muß in Glg. (6) die deponierte Energie $F(E)$ durch den Anteil $v(E)F(E)$ ersetzt werden, der durch elastische Stöße deponiert wird /9,10,40,41/. Die Annahme eines unendlich ausgedehnten Mediums führt ebenfalls zu einer Überschätzung der in Oberflächennähe deponierten Energie, da Teilchen, die die Probe verlassen haben, ihre Energie nicht mehr auf andere Probenatome übertragen können. Die Berücksichtigung des elektronischen Bremsvermögens und einer freien Oberfläche ergeben kleinere Werte für die deponierte Energie und damit für die α -Funktion, wobei die Abweichungen mit wachsendem Massenverhältnis M_2/M_1 größer werden.

Der Einfluß des elektronischen Bremsvermögens auf die α -Funktion wurde bisher lediglich für den Fall der Selbstzerstäubung ($M_1=M_2$) untersucht /41/, wobei für die deponierte Energie eine Gaußverteilung angenommen wurde. Abb. 23 zeigt die Abweichungen der α -Funktion ($\alpha'(\epsilon, k_e)$) für Siliziumselbstzerstäubung von dem nach /9/ berechneten energieunabhängigen Wert α .

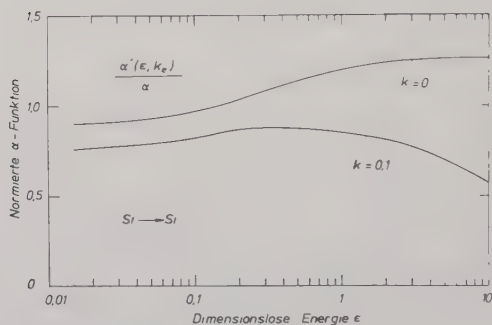


Abb. 23. Einfluß des elektronischen Bremsvermögens und der dimensionslosen Energie auf die α -Funktion für die Selbstzerstäubung von Silizium (nach Sigmund, Matthies und Phillips /41/).

Absolutwerte für Zerstäubungsausbeuten sind theoretisch nur sehr ungenau bestimmbar, da vor allem die Größe der Oberflächenbindungsenergie schwer abschätzbar ist /9/. Für Metalle wird eine ebene Potentialschwelle angenommen. Dies führt zu einer vom Austrittswinkel ξ der zerstäubten Teilchen abhängigen Oberflächenbindungsenergie

$$U_B = U_S / \cos^2 \xi \quad (12a)$$

wobei für U_S die Sublimationsenergie angenommen wird. Der Einfluß der Volumenbindungsenergie wird dabei vernachlässigt. Bei kovalenten Kristallen geht man von einer kugelsymmetrischen Potentialbarriere aus. Unter Berücksichtigung der Volumenbindungsenergie V ergibt sich

$$U_B = V / \ln(1 + 2V/U_K) \quad (12b)$$

wobei U_K die Kohäsionsenergie ist. Bei der Zerstäubung von Halbleitern treten zusätzliche Schwierigkeiten auf, da z.B. Silizium- und Germanium unter

Ionenbeschuß amorph werden /21-23/. Bei der Berechnung von Zerstäubungsausbeuten nach Glg. (8) wird in diesen Fällen von Sigmund - etwas willkürlich - die Kohäsionsenergie als relevante Größe für die Oberflächenbindungsenergie angenommen ($U_K = 7,83$ eV für Silizium)

$$U_B = U_K \quad (12c)$$

Sigmund hat darauf hingewiesen, daß in diesem Fall mit Berücksichtigung der Volumenbindungsenergie auch andere Kombinationen aus U_K und V mit der gleichen Berechtigung möglich sind. Die Annahme über die Potentialbarriere an der Oberfläche (Glg. 12c) kann daher in beide Richtungen von der tatsächlichen Oberflächenbindungsenergie abweichen. Darüber hinaus kann eine Änderung der Oberflächenbindungsenergie durch Volumenexpansion beim Ionenbeschuß /42,43/ hervorgerufen werden.

Ein Vergleich theoretischer und experimenteller Zerstäubungsausbeuten bei einer bestimmten Energie erlaubt daher keine sinnvolle Prüfung der der Theorie zugrundeliegenden Annahmen. Dagegen können aus der Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Energie, Masse und Einfallswinkel der Primärionen Aussagen über die Gültigkeit des Zerstäubungsmodells gemacht werden.

In dieser Arbeit wurden die folgenden drei Aspekte der Festkörperzerstäubung untersucht:

- (a) Einfluß implantierter Atome auf die Zerstäubungsausbeute.
- (b) Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute gesättigter Proben.
- (c) Abhängigkeit der Sättigungszerstäubungsausbeute von der Projektilart.

Dabei ist der Einfluß implantierter Atome auf Zerstäubungsausbeuten von besonderem Interesse. Der dadurch bedingten Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute wurde bisher keine oder nur wenig Beachtung geschenkt, obwohl für den Vergleich Theorie-Experiment streng genommen nur Zerstäubungsausbeuten reiner Proben ($Y_0 = Y(\phi \rightarrow 0)$) geeignet sind, deren Bestimmung die Messung der Fluenzabhängigkeit erfordert.

4.2. Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren

In Abb. 24 und 25 werden die in dieser Arbeit ermittelten Zerstäubungsausbeuten gesättigter (Y_{∞}) und reiner Proben (Y_0) mit den Ergebnissen anderer Autoren /17-20,34,44/ verglichen. Die mit unterschiedlichen Meßmethoden an massivem /18,34,44/ bzw. aufgedampften /20/ Silizium gemessenen Sättigungszerstäubungsausbeuten stimmen ausgezeichnet mit den eigenen an aufgedampften Schichten bestimmten Werten überein. Die Ergebnisse von Southern und Mitarbeitern /17/ und Poate und Mitarbeitern /20/ für Argonionen im Energiebereich zwischen 0,9 und 5 keV schließen sich sehr gut an die in der vorliegenden Arbeit gemessenen Werte an.

Die Obereinstimmung der Zerstäubungsausbeuten von massiven und aufgedampften Siliziumproben ist nicht überraschend, da Siliziumkristalle bei Ionenbeschuß bereits nach Einstrahlung geringer Fluenzen amorph werden /21-23/ (vgl. Abb. 28).

Die von Andersen und Bay (im folgenden A & B genannt) mit Hilfe der Schwingquarzmethode für verschiedene Ionen bei 45 keV bestimmten Zerstäubungsausbeuten von Silizium /19,45/ zeigen große Abweichungen von den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit (Abb. 24 und 25). A & B ermittelten die Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute unter Annahme von $\Delta N/\Delta \Phi = 1$ (vgl. Glg. (5)). In dem bei Argonbeschuß untersuchten Fluenzbereich ergab sich ein stetiger Anstieg der Zerstäubungsausbeute mit wachsender Primärionenfluenz /19/. Da die Messungen vor dem Erreichen konstanter Zerstäubungsausbeuten abgebrochen wurden, konnten von A & B keine Angaben über die Sättigungszerstäubungsausbeute gemacht werden. Eigene Messungen über den Aufbau der Flächendichte von Argonatomen beim Beschuß mit 20 keV Primärenergie erlauben jedoch eine Abschätzung der Sättigungszerstäubungsausbeute aus den experimentellen Daten von A & B.

Beim Beschuß von Silizium mit 20 keV Argonionen wurde bis zu einer eingestrahnten Fluenz von etwa $3 \cdot 10^{16}$ Ionen/cm² ein linearer Anstieg der Flächendichte implantierter Atome ermittelt (Sättigung bei ca. $5 \cdot 10^{16}$ Ionen/cm²).

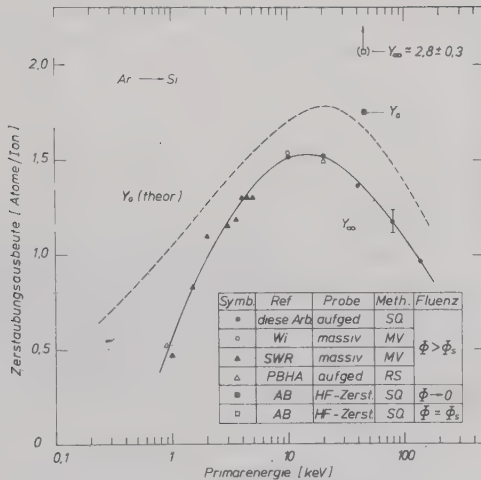


Abb. 24. Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Silizium bei Beschuß mit Argonionen und Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren. Southern, Willis und Robinson (SWR) /17/, Wittmaack (Wi) /18/, Poate, Brown, Homer und Augustyniak (PRHA) /20/, Andersen und Ray (AB) /19/. Methoden bei der Bestimmung der Zerstäubungsausbeuten: Schwingquarztechnik (SQ), Wägen (MV = Massenverlust), Rückstreuung (RS).

Für 45 keV Argonionen läßt sich daraus, entsprechend der größeren Reichweite, der Linearitätsbereich zu $0 \leq \phi < 5 \cdot 10^{16}$ Ionen/cm² abschätzen. Damit gilt mit den von A & B angegebenen Daten $\Delta N / \Delta \phi = 1$ für nahezu den gesamten untersuchten Fluenzbereich (genauer $\Delta N / \Delta \phi = 0,98$ gemäß Ref. /35/). Die daraus abgeschätzte Sättigungszerstäubungsausbeute $Y_{\infty} \approx (2,8 \pm 0,3)$ Atome/Ion (Abb. 24) ist etwa doppelt so groß wie der in dieser Arbeit ermittelte Wert. Darüber hinaus liegen sogar die von A & B extrapolierten Zerstäubungsausbeuten Y_0 /19,45/ noch deutlich über den Sättigungswerten dieser Arbeit (Abb. 24 und 25).

Mögliche Ursachen für diese Abweichungen sind in unterschiedlichen Probenzusammensetzungen und Oberflächenrauigkeiten zu suchen. Die von A & B un-

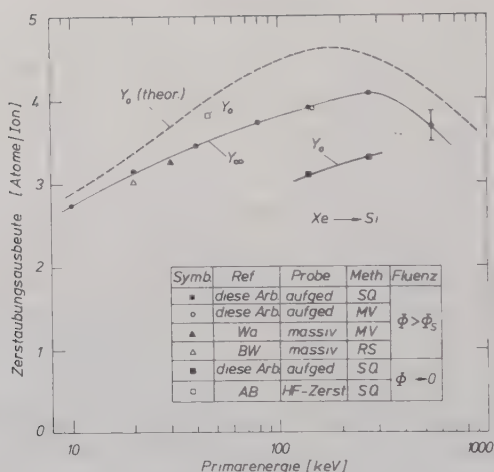


Abb. 25. Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Silizium bei Beschuß mit Xenonionen und Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren. Wach (Wa) /44/, Blank und Wittmaack (BW) /48/, Andersen und Bay (AB) /19/. Methoden bei der Bestimmung von Zerstäubungsausbeuten: Schwingquarztechnik (SQ), Wägen (MV = Massenverlust), Rückstreuung (RS).

tersuchten Siliziumtargets wurden im gleichen Labor hergestellt (Hughes Research Laboratories, Malibu, USA) wie die in dieser Arbeit verwendeten (durch HF-Zerstäubung aufgebrachten) Proben (Abb. 4). Wie Abb. 16 zeigt, wurden im Energiebereich zwischen 10 und 140 keV an verunreinigten Targets um etwa 5 bis 10% größere Zerstäubungsausbeuten als an reinen Proben gemessen.

Die Untersuchung einer von A & B zur Verfügung gestellten Probe mit Hilfe der Rutherforddrückstreuung und der Sekundärionen-Massenspektrometrie ergab ebenfalls Verunreinigungen der Siliziumschicht mit Eisen- und Chrom. Die Konzentration dieser Fremdatome war zwar kleiner als die in den für die Messungen in Abb. 16 verwendeten Proben, kann aber zumindest für einen Teil der Ab-

weichungen (etwa 5-10%) verantwortlich gemacht werden. Weitere Unsicherheiten resultieren aus den durch Ionenbeschuß bewirkten Anreicherungen von Eisen und Chrom an der Oberfläche (Abb. 17), die von A & B nicht kontrolliert werden konnten.

Die von A & B untersuchten Siliziumschichten wurden auf Schwingquarze aufgebracht, deren raue Oberflächen nicht vorbehandelt (poliert) waren. Abb. 26 und ebenso die rasterelektronen-mikroskopischen Aufnahmen in Abb. 27 zeigen die deutlichen Unterschiede der Oberflächengüte der von A & B benutzten gegenüber den in der vorliegenden Arbeit verwendeten Proben. Auf den eigenen (polierten) Proben wurden vereinzelt Löcher beobachtet. Wegen der geringen Flächenbelegung kann der Einfluß dieser Löcher auf die experimentellen Ergebnisse jedoch vernachlässigt werden. Die Umgebung eines Lochs ist in Abb. 27 dargestellt.

Der Einfluß der Oberflächenrauigkeit auf die Zerstäubungsausbeute ergibt sich aus ihrer Abhängigkeit vom Beschußwinkel φ . Bei Proben mit rauen Oberflächen werden beim Ionenbeschuß parallel zur makroskopischen Oberflächennormalen Zerstäubungsausbeuten für einen mittleren Einschußwinkel $\bar{\varphi}$ bestimmt. Die Erhöhung der Zerstäubungsausbeute gegenüber dem Wert für senkrechten Beschuß ebener Oberflächen beträgt $\overline{Y(\varphi)}/\overline{Y(\varphi=0)} = (\cos \bar{\varphi})^{-f}$ ($f=1,7/9$). Die Abweichungen der von A & B gemessenen Zerstäubungsausbeuten von den Ergebnissen dieser Arbeit lassen sich mit unterschiedlichen Oberflächentopographien erklären, wenn $\overline{\cos \bar{\varphi}} = 0,7$ ist. Wegen der beschränkten horizontalen Auflösung in Abb. 26 kann dieser Effekt jedoch nicht quantitativ erfaßt werden. Eine weitere mögliche Ursache für die auftretenden Diskrepanzen ist die exzentrische Lage der bestrahlten Fläche. Der Größe und Lage dieser Fläche wurde von A & B ebenfalls wenig Beachtung geschenkt /46/. Nach Abschn. 2.4 können Unsicherheiten hinsichtlich der Größe der Fläche und ihrer Lage bezüglich der Schwingquarzmitte zu Ungenauigkeiten bei der Bestimmung von Zerstäubungsausbeuten führen.

Einige in der Literatur angegebene Ergebnisse von Zerstäubungsexperimenten sind in Abb. 24 und 25 nicht enthalten. Die Messungen von Sommerfeldt und

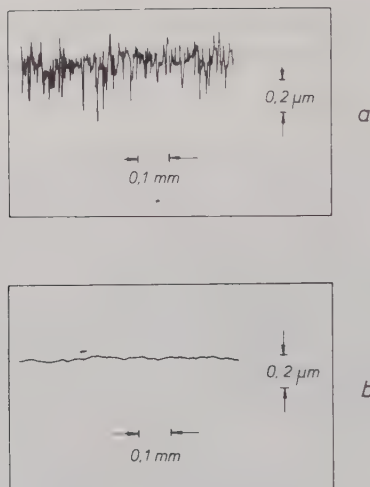


Abb. 26. Oberflächenrauigkeit von Siliziumschichten nach Zerstäubungsuntersuchungen.
(a) Probe benutzt von Andersen und Bay /19/. (Schwingquarz-) Unterlage unpoliert. Abgetragene Schichtdicke unbekannt.
(b) Eine der in dieser Arbeit untersuchten Proben. Abgetragene Schichtdicke etwa $1 \mu\text{m}$.

Mitarbeitern /47/ ergaben größere Sättigungszerstäubungsausbeuten, wurden jedoch nicht berücksichtigt, da keine Angaben über die experimentellen Bedingungen und Meßmethoden gemacht wurden.

Bei der Bestrahlung aufgedampfter Siliziumschichten mit Xenonionen im Energiebereich zwischen 100 keV und 300 keV fand EerNisse /27/ einen unerwartet starken Anstieg der Zerstäubungsausbeute mit der Primärenergie. Als Ursache für die starken Abweichungen von der berechneten Energieabhängigkeit wurden von A & B /19/ Unsicherheiten bei der Bestimmung des absoluten Ionenstroms angenommen. Weitere Unsicherheiten resultieren aus möglichen Verunreinigungen der aufgedampften Proben, so daß die Ergebnisse von EerNisse in Abb. 24 und 25 nicht zum Vergleich herangezogen wurden.

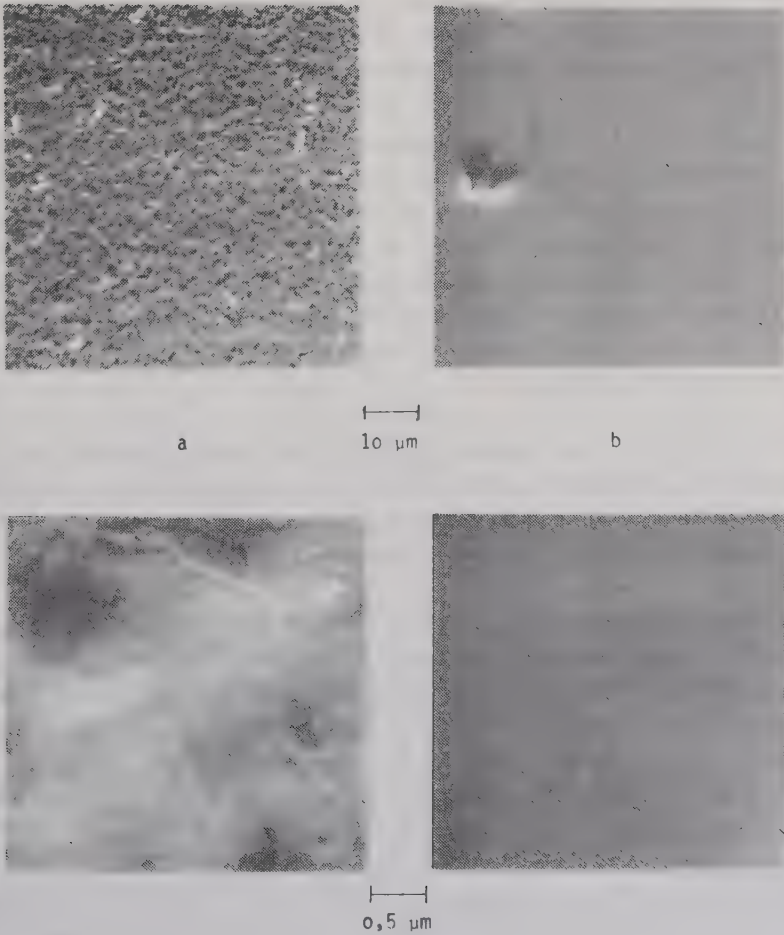


Abb. 27. Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von Siliziumschichten nach Zerstäubungsuntersuchungen.
(a) Probe benutzt von Andersen und Bay /19/. (Schwingquarz-) Unterlage unpoliert. Abgetragene Schichtdicke unbekannt.
(b) Eine der in dieser Arbeit untersuchten Proben. Abgetragene Schichtdicke etwa $1\mu\text{m}$.

4.3 Vergleich Theorie - Experiment

4.3.1 Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute

Die Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Silizium wurde bisher nur von Andersen und Bay /19/ bei Bestrahlung mit 45 keV Argonionen untersucht. In ihrer experimentellen Anordnung wurden Massenänderungen der Probe mit Hilfe der Schwingquarzmethode bestimmt, der Aufbau der Argonkonzentration konnte jedoch nicht verfolgt werden. Die Zerstäubungsausbeute wurde daher durch eine Glg. (5) entsprechende Beziehung unter der Annahme definiert, daß zumindest für kleine eingestrahlte Fluenzen alle Argonionen in der Probe verbleiben ($\Delta N/\Delta \phi = 1$ in Glg. (5)).

Mit Hilfe der in der vorliegenden Arbeit erstmals angewandten Kombination aus Schwingquarz- und Rückstreuemethode konnte die Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute ohne zusätzliche Annahmen über den Konzentrationsaufbau der Primärionen in der Probe bestimmt werden.

Der beobachtete Effekt (Abb. 15) läßt sich durch einen linearen Anstieg der Zerstäubungsausbeute mit $dY/d\phi = 1,43 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ bis zu der zur Sättigung der Probe benötigten Fluenz $\phi = 6 \cdot 10^{16} \text{ Ionen/cm}^2$ beschreiben. Dabei ist die Sättigungszerstäubungsausbeute Y_∞ um $(Y_\infty - Y_0)/Y_0 = 26\%$ größer als der für die reine Probe ($\phi \rightarrow 0$) ermittelte Wert Y_0 . Aus der Bestrahlung mit 270 keV Xenonionen ergab sich $(Y_\infty - Y_0)Y_0 = 24\%$ und im Fluenzbereich $0 < \phi \leq 6,5 \cdot 10^{16} \text{ Ionen/cm}^2$ ein Anstieg der Zerstäubungsausbeute gemäß $dY/d\phi = 0,88 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$.

Mögliche Ursachen für den beobachteten Effekt sind die (zusätzliche) Amorphisierung der (nach der Herstellung eventuell polykristallinen) Aufdampfschichten, die Verringerung der Oberflächenbindungsenergie durch Volumenexpansion der Probe beim Ionenbeschuß und die Erhöhung der in Oberflächennähe deponierten Energie (Glg. 7) durch implantierte schwere Ionen. Abb. 28 gibt einen Überblick über die Änderungen der Probeneigenschaften durch Ionenbeschuß. Die aus Messungen des Brechungsindex ermittelte Zerstörung der Kristallstruktur beim Beschuß von Silizium mit Antimonionen (die Atommassen von Sb und Xe

sind vergleichbar: $M_1 = 122$ bzw. 132) ist nach der Implantation von etwa $3 \cdot 10^{13}$ Ionen/cm² abgeschlossen /23/. Die Untersuchung der Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute wurde bei etwa drei Größenordnungen höheren Fluenzen durchgeführt, so daß dieser Effekt keine Rolle spielen sollte. Die von

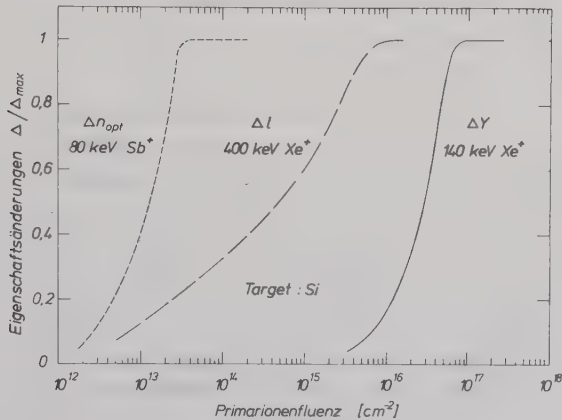


Abb. 28. Änderung der Siliziumeigenschaften durch Ionenbeschuß: 1. Änderung des Brechungsindex Δn_{opt} /23/ (Amorphisierung). 2. Lineare Probenexpansion Δl /42/. 3. Zerstäubungsausbeute ΔY (diese Arbeit).

Whan und Arnold /42/ beobachtete Volumenexpansion von Silizium bei der Dotierung mit 400 keV Xenonionen ist nach der Einstrahlung von etwa 10^{16} Ionen/cm² beendet (Abb. 28). Die in Ref. /42/ vermutlich nicht berücksichtigte Zerstäubung der Probe bewirkt evtl. eine Verschiebung der "Sättigung" zu höheren Fluenzen. Bei niedrigeren Primärenergien von 140 bzw. 270 keV kann man jedoch annehmen, daß die Volumenexpansion und die damit möglicherweise verbundene Verringerung der Oberflächenbindungsenergie im Fluenzbereich $\Phi > 10^{16}$ Ionen/cm² die Zerstäubungsausbeute nicht mehr wesentlich beeinflußt.

Die Erhöhung der in Oberflächennähe deponierten Energie durch implantierte Fremdatome wird durch deren Tiefenverteilung bestimmt. Der Vergleich des Rückstreuungsspektrums einer mit 145 keV Xenonionen gesättigten Probe mit dem

hypothetischen Spektrum für eine homogene Xenonverteilung (Abb. 29) zeigt einen Konzentrationsgradienten in der unmittelbaren Nähe der Probenoberfläche, macht jedoch gleichzeitig deutlich, daß auch in oberflächennahen Bereichen merkbare Xenonkonzentrationen vorhanden sind. Ein weiterer Hinweis auf beträchtliche Edelgaskonzentrationen an der Probenoberfläche ergibt sich aus der Lage der Rückstreuanten von Sättigungsverteilungen niederenergetischer (20 keV) Edelgase, die im Rahmen der Meßgenauigkeit auf der für kompakte Substanzen erstellten Eichkurve in Abb. 9 liegen.

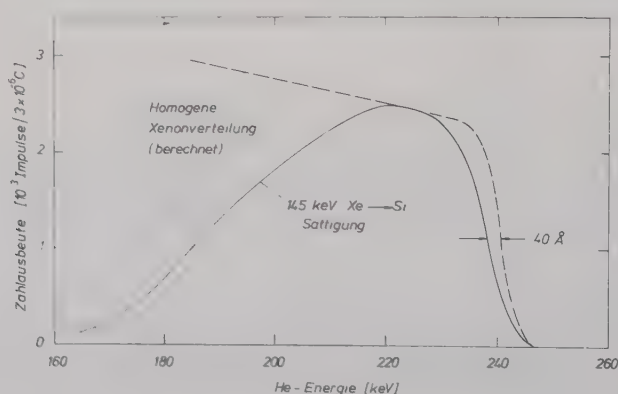


Abb. 29. Vergleich der Xenonverteilung einer mit 145 keV Xenon gesättigten Probe mit einer (hypothetischen) homogenen Xenonverteilung gleicher Maximalkonzentration

Zur Beschreibung der Eigenschaften einer gesättigten Probe mit der Zusammensetzung $\text{Si}_{1-\mu}\text{Xe}_\mu$ kann eine mittlere Atommasse M_2^μ und Ordnungszahl Z_2^μ definiert werden /48/.

$$M_2^\mu = (1-\mu)M_2 + \mu M_1 \quad (13 \text{ a})$$

$$Z_2^\mu = (1-\mu)Z_2 + \mu Z_1 \quad (13 \text{ b})$$

Das Verhältnis aus den nuklearen Bremsvermögen einer gesättigten und unbestrahlten Probe ergibt sich nach Glg. (9) zu

$$\frac{S_n^u}{S_n} = \frac{Z_2^u a^u s_n^u / (M_1 + M_2^u)}{Z_2 a s_n / (M_1 + M_2)} \quad (14)$$

Die Zusammensetzung gesättigter Targets kann aus Rückstreuenspektren (Abb. 13 und 14) entnommen werden. Abb. 30 und 31 zeigen die nach Glg. (A28) (s. Abschn. 5.3.5) bestimmten Maximalkonzentrationen n/n_0 zusammen mit den in dieser Arbeit bestimmten reziproken Sättigungszerstäubungsausbeuten. Die Abweichungen der experimentellen Ergebnisse von den nach einfachen Modellvorstellungen berechneten Sättigungskonzentrationen $n/n_0 = (1-\beta)/Y \cdot 16/$ (Reflexionskoeffizient $\beta \approx 0$) lassen sich durch den Beitrag implantierter Atome auf das Bremsvermögen der Probe und Ausdiffusion unter Ionenbeschuss erklären. Die auftretenden Diskrepanzen wurden an anderer Stelle ausführlich diskutiert /34/.

Für die mit 140 keV Xenonionen gesättigte Probe erhält man aus Abb. 30 $\mu = (n_{Xe}/n_{Si})/(n_{Xe}/n_{Si}+1) \approx 0,11$ (im Maximum der Verteilung). Mit den nuklearen Bremswirkungsquerschnitten s_n /9,39/ ergibt sich das nukleare Bremsvermögen zu $S_n^{0,11} = 1,18 S_n$. Eine ähnliche Abschätzung für die α -Funktion (9,40; Abb. 21) führt auf $\alpha(M_2^u/M_1)/\alpha(M_2/M_1) \approx 1,05$. Damit ergibt sich die Erhöhung der in Oberflächennähe deponierten Energie (Glg. 7) zu $F^\mu \approx 1,24 F$.

Eine entsprechende Abschätzung für die Zerstäubung mit 270 keV Xenonionen ergibt $F^\mu/F \approx 1,32$. Die gute Übereinstimmung von F^μ/F mit Y_∞/Y_0 darf auf Grund der Konzentrationsgradienten (Abb. 29 und /34/) nicht überbewertet werden. Die gute Übereinstimmung der zur Erreichung konstanter Zerstäubungsausbeuten benötigten Fluenz mit der dem Maximum der Flächendichte entsprechenden Primärionenfluenz macht jedoch deutlich, daß die Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute hauptsächlich auf die Fremdatomkonzentration in Oberflächennähe zurückzuführen ist.

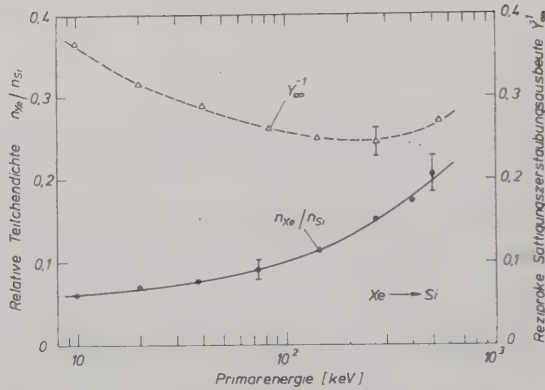


Abb. 30. Energieabhängigkeit der Sättigungsteilchendichten implantierter Xenonionen und Vergleich mit der reziproken Sättigungszerstäubungsausbeute.

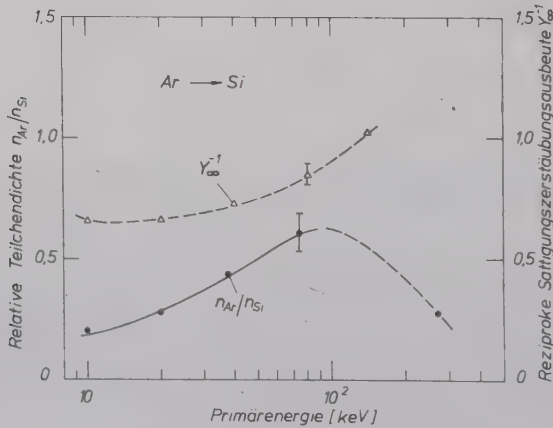


Abb. 31. Energieabhängigkeit der Sättigungsteilchendichten implantierter Argonionen und Vergleich mit der reziproken Sättigungszerstäubungsausbeute.

4.3.2 Absolutwerte von Zerstäubungsausbeuten

Beim Vergleich der Zerstäubungsausbeuten reiner Proben ($\phi \rightarrow 0$) mit der Theorie /9/ zeigen sich erhebliche Diskrepanzen. Für die Bestrahlung mit Xenonionen erhält man für die Abweichungen von den nach Sigmund für $U_B = 7,83$ eV berechneten Werten $(Y_{\text{theor.}} - Y_0)/Y_0 = 48\%$ (140 keV) bzw. 37% (270 keV). Im gesamten untersuchten Energiebereich sind sogar die Sättigungszerstäubungsausbeuten noch kleiner als die theoretischen Werte für nicht-dotierte Proben.

Mögliche Ursachen dieser Diskrepanzen sind die nur ungenauen Kenntnisse der die Konstante C_0 in Glg. (6) bestimmenden elastischen Wechselwirkungspotentiale für niederenergetische Teilchen, die Unsicherheiten bei der Einführung der Oberflächenbindungsenergie, Abweichungen des mittels Thomas-Fermi Potentiale berechneten vom tatsächlichen nuklearen Bremsvermögen, sowie die Vernachlässigung des elektronischen Bremsvermögens und die in der Theorie gemachte Annahme eines unendlich ausgedehnten Mediums. Sigmund hat bereits darauf hingewiesen, daß durch diese Unsicherheiten Abweichungen von der theoretischen Vorhersage bis zu einem Faktor 2 denkbar sind /9/. Über C_0 und U_B konnten bisher keine weiterführenden Erkenntnisse gewonnen werden. Dagegen wurde bei der Bestimmung der α -Funktion, zumindest für den Fall der Selbstzerstäubung, der Einfluß des elektronischen Bremsvermögens berücksichtigt /41/ und das nukleare Bremsvermögen experimentell untersucht.

Im Fall der Siliziumselbstzerstäubung ergibt die Berücksichtigung des elektronischen Bremsvermögens ($k_e = 0,1$) im Energiebereich $\epsilon \leq 1$ um etwa 10 bis 20% kleinere Werte für die α -Funktion (Abb. 23). Abb. 22 zeigt, daß das elektronische Bremsvermögen bei der Zerstäubung von Silizium mit Argon- bzw. Xenonionen im untersuchten Energiebereich nicht ohne weiteres vernachlässigt werden kann. Obwohl der quantitative Einfluß auf die Zerstäubungsausbeute für $M_2/M_1 = 0,7$ (Ar) bzw. 0,21 (Xe) nicht aus Abb. 23 ($M_2/M_1 = 1$) hervorgeht, kann zumindest für die Bestrahlung mit Argonionen eine spürbare Verkleinerung der α -Werte angenommen werden.

Informationen über das nukleare Bremsvermögen können aus den in den letzten Jahren durchgeführten Untersuchungen über Reichweiten implantierter Ionen in Silizium gewonnen werden /33,49-61/. Abb. 32 zeigt die in eigenen

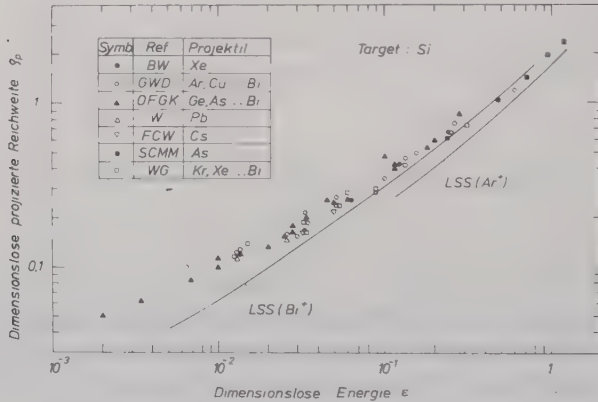


Abb. 32. Wahrscheinlichste projizierte Reichweiten in Silizium für verschiedene Primärionenarten. Blank und Wittmaack (BW) /33/; Grant, Williams und Dadds (GWD) /54/; Oetzmann, Feuerstein, Graßmann und Kalbitzer (OFGK) /55/; Williams (W) /49,51/; Fuller, Colligon und Williams (FCW) /50/; Sigmon, Chu, Müller und Mayer (SCMM) /52/; Williams und Grant (WG) /53/.

Untersuchungen ermittelten wahrscheinlichsten projizierten Reichweiten von Xenonionen in Silizium /33/ zusammen mit den Ergebnissen anderer Autoren /49-55/ für verschiedene Primärionen. Messungen an hochdotierten Proben ($\phi \geq 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ /56,57/) wurden wegen der Fluenzabhängigkeit der projizierten Reichweiten /33/ nicht berücksichtigt.

Die totale (dimensionslose) Reichweite ρ läßt sich darstellen als /39/

$$\rho(\epsilon) = \int_0^{\epsilon} d\epsilon' / s(\epsilon') \quad (15)$$

wobei $s(\epsilon) = s_n(\epsilon) + s_e(\epsilon)$ die Summe aus nuklearem und elektronischem Bremswirkungsquerschnitt ist und

$$\mathcal{S}(\epsilon) = 4\pi a_0^2 M_1 M_2 (M_1 + M_2)^{-2} R(E). \quad (16)$$

$R(E)$ ist die totale Reichweite (in Längeneinheiten). Die berechneten (LSS) nuklearen und elektronischen ($s_e = k_e \epsilon^{1/2}$) Bremswirkungsquerschnitte sind in Abb. 22 in reduzierten Einheiten dargestellt. Differenzieren von Glg. (15) führt auf

$$s_n(\epsilon) = d\epsilon/d\mathcal{S} - s_e(\epsilon) \quad (17)$$

Bei Kenntnis der elektronischen Bremswirkungsquerschnitte und des Faktors $\mathcal{S}/\mathcal{S}_p$, mit dem experimentell ermittelte projizierte Reichweiten zu korrigieren sind (" $\mathcal{S}_{exp}$ " = $(\mathcal{S}/\mathcal{S}_p)\mathcal{S}_{p,exp}$), ist es im Prinzip möglich, nukleare Bremswirkungsquerschnitte aus der gemessenen Abhängigkeit projizierter Reichweiten $\mathcal{S}_{p,exp}$ von der Energie ϵ zu bestimmen. Diese Methode wurde kürzlich von Kalbitzer und Mitarbeitern angewandt /55,62,63/.

Für Silizium ergibt eine solche Abschätzung (aus Abb. 32) Abweichungen von den nach LSS auf der Grundlage von Thomas-Fermi Potentialen berechneten nuklearen Bremswirkungsquerschnitten von mindestens 20% im gesamten Energiebereich, wobei die experimentellen Werte stets kleiner sind und die Diskrepanzen mit sinkender Energie ϵ anwachsen. Messungen des Bremsvermögens in Gasen (z.B. /64/) zeigen ebenfalls, daß das nukleare Bremsvermögen überschätzt wird, wenn für die elastische Wechselwirkung die Gültigkeit von Thomas-Fermi Potentialen angenommen wird.

Aus der Größe des aus Reichweitemessungen abgeschätzten nuklearen Bremsvermögens ergibt sich, daß die nach Glg. (7) mittels theoretischer Daten bestimmte deponierte Energie um mindestens 20% - 30% zu groß ist. Eine genaue Berechnung von Zerstäubungsausbeuten, die den Einfluß des elektronischen Bremsvermögens und Abweichungen nuklearer Bremswirkungsquerschnitte von der Theorie berücksichtigt, war bisher nicht möglich, da experimentell bestimmte Werte

des nuklearen Bremsvermögens zu ungenau sind, und theoretische Untersuchungen über den Einfluß des elektronischen Bremsvermögens auf die durch elastische Stöße deponierte Energie nur für den Fall der Selbstzerstäubung /41/ vorliegen. Die Abweichungen der Absolutwerte experimentell bestimmter Zerstäubungsausbeuten von der Theorie (Abb. 24 und 25) können jedoch relativ gut erklärt werden, wenn nur die Verringerung der in der Oberflächennähe deponierten Energie berücksichtigt wird. Dies zeigt, daß der von Sigmund /9/ vorgeschlagene Wert von 7,83 eV (Kohäsionsenergie) für die Oberflächenbindungsenergie von Silizium realistisch ist.

4.3.3 Energie- und Massenabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute

Die Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute wird nach Sigmund /9/ vom nuklearen Bremsvermögen (Glg. 8) bestimmt. In Abb. 33 ist der experimentell ermittelte Verlauf der Sättigungszerstäubungsausbeuten (aus Abb. 24 und 25) für Argon- und Xenonionen in reduzierten Einheiten über der dimensionslosen Energie aufgetragen. Die reduzierten Zerstäubungsausbeuten sind mit den Glgn. (8) und (9) definiert durch

$$Y_{\text{red}} = Y / \{16,8 \pi e^2 a Z_1 Z_2 M_2 / (M_1 + M_2) U_B\}, \quad (18)$$

wobei $e^2 a / U_B$ in Einheiten von 10^{-14} cm^2 einzusetzen ist. Zum Vergleich ist in Abb. 33 das reduzierte nukleare Bremsvermögen $s_n(\epsilon)$ nach LSS eingetragen. Wegen der Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute ist ein Vergleich von Y_{red}^∞ und $s_n(\epsilon)$ nur von beschränkter Aussagekraft. Wie aus Abb. 25 hervorgeht, sind jedoch drastische Unterschiede in der Energieabhängigkeit von Y_0 und Y_∞ nicht zu erwarten. Im untersuchten Energiebereich $0,15 \leq \epsilon \leq 2,1$ (Ar) bzw. $0,017 \leq \epsilon \leq 0,91$ (Xe) zeigen die Sättigungszerstäubungsausbeuten unterschiedliche Abweichungen vom theoretischen Verlauf. Die Ausbeutemaxima sind zu niedrigeren (Ar) bzw. höheren Energien (Xe) verschoben. Eine mögliche Ursache dafür ist die bisher bei der Berechnung von Zerstäubungsausbeuten nicht berücksichtigte Abhängigkeit der α -Funktion $\alpha = \alpha(\epsilon, k_e)$ von der Primärenergie (/41/, Abb. 23). Eine genauere Analyse der Energieabhängigkeit von Zerstäubungsausbeuten setzt die Kenntnis von $\alpha(\epsilon, k_e)$ für die entsprechende Projekt-Target Kombination voraus (bisher wurde $\alpha(\epsilon, k_e)$ lediglich für den Fall $M_1 = M_2$ untersucht /41/).

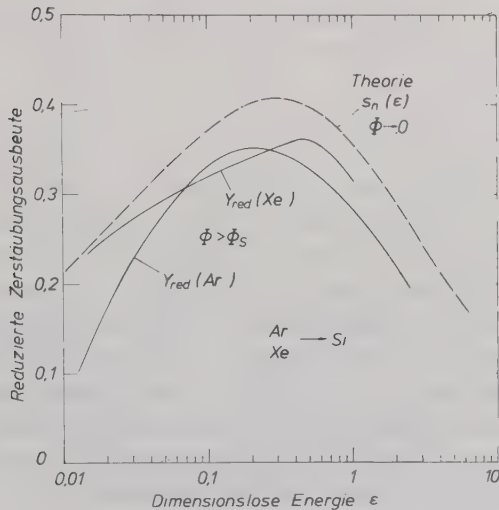


Abb. 33. Vergleich experimentell bestimmter Sättigungszerstäubungsausbeuten in reduzierter Darstellung mit dem reduzierten nuklearen Bremsvermögen $s_n(\epsilon)$.

Eine der von Sigmund /9/ vorgeschlagenen Methoden zur experimentellen Prüfung seines Zerstäubungsmodells sind Untersuchungen der Abhängigkeit von Zerstäubungsausbeuten von der Primärionenart. In der reduzierten Darstellung sollten bei Gültigkeit der Theorie die Zerstäubungsausbeuten unabhängig von der Primärionenart sein. Wie Abb. 33 zeigt, ist dies in etwa im Energiebereich $0,05 \leq \epsilon \leq 1$ der Fall. In diesem Bereich sind die Abweichungen kleiner als 12%. Für die von A & B benutzte Primärenergie von 45 keV, d.h. $\epsilon = 0,67$ (Ar) bzw. $0,076$ (Xe), findet man nahezu identische reduzierte Zerstäubungsausbeuten. Das deutet darauf hin, daß die von A & B gefundene Bestätigung der theoretischen Z_1 -(bzw. M_1 -) Abhängigkeit /45/ etwas zufällig ist.

Für kleinere Werte der dimensionslosen Energie ($\epsilon < 0,05$) ergeben sich für Argon größere Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment. Dies ist vermutlich auf

die Annahme eines unendlich ausgedehnten Mediums zurückzuführen, die für die Bestrahlung mit relativ leichten (Ar-) Ionen bei niedrigen Energien zu einer Überschätzung der Zerstäubungsausbeuten führt.

4.3.4 Nichtlineare Effekte

Von der Theorie abweichende Energieabhängigkeiten der Zerstäubungsausbeuten lassen sich u.U. auf nichtlineare Effekte bei der elastischen Wechselwirkung der Primärionen mit den Probenatomen zurückführen. Von Sigmund /65/ wurde der Einfluß von Stoßkaskaden hoher Energiedichte auf die Zerstäubungsausbeute abgeschätzt. Hohe Energiedeposition durch Implantation schwerer Ionen oder Molekülionen /66,67/ kann zur Ausbildung von "Spikes" führen. Als Spikes werden Stoßkaskaden bezeichnet, in denen die überwiegende Anzahl der Atome in Bewegung ist /65/. Damit verbundene nichtlineare Effekte der Energiedissipation sind im ursprünglichen Zerstäubungsmodell von Sigmund /9/ nicht enthalten. Sie bewirken anomal hohe Zerstäubungsausbeuten.

Die kritischen Parameter, die die Spikebildung bestimmen, sind die maximale Energiedichte θ_0 , die aus Verteilungen der deponierten Energie in Stoßkaskaden /68/ abgeschätzt werden kann, die mittlere zur Ausbildung solcher Verteilungen benötigte Zeit τ_0 , die in etwa der Abbremszeit entspricht, die Zeitkonstante τ' , die die Energiedissipation durch die Rückstoßatome beschreibt und die aus thermodynamischen Überlegungen abgeschätzte Spike-Zeitkonstante τ . Ein Einfluß von Spikes auf Zerstäubungsausbeuten ist für große Werte von θ_0 und für Spikezeitkonstanten τ zu erwarten, die deutlich größer als τ_0 und τ' sind. Abb. 34 und 35 zeigen die nach Sigmund /65/ abgeschätzten die Spikebildung bestimmenden Größen für die Bestrahlung von Silizium mit Argon- bzw. Xenonionen. Die Spikezeitkonstanten liegen oberhalb einer Primärionenenergie von etwa 2 keV (Ar) bzw. 5 keV (Xe) deutlich über den Werten von τ_0 (τ' ist dabei eher kleiner als τ_0). Andererseits ist die maximale Energiedichte beim Beschuß mit Argonionen für Energien über 10 keV wesentlich niedriger als die Kohäsionsenergie, so daß in diesem Fall Spike-Effekte keine Rolle spielen sollten.

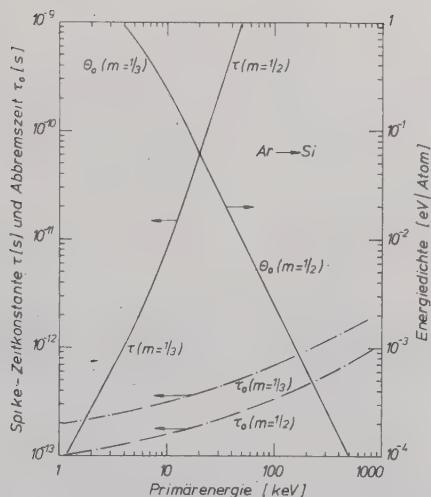


Abb. 34. Energiedichte und Zeitkonstanten in Stoßkaskaden für die Zerstäubung von Silizium mit Argonionen (nach Sigmund /65/).

Bei der Zerstäubung mit Xenonionen ist θ_0 für Primärenergien unterhalb 10 keV mit der Kohäsionsenergie vergleichbar, so daß ein Einfluß von Spike-Effekten auf Zerstäubungsausbeuten nur bei Xenonenergien um etwa 10 keV erwartet werden kann. Dies ist möglicherweise die Ursache für die relativ große Zerstäubungsausbeute, die bei der Bestrahlung mit 10 bis 20 keV Xenonionen (Abb. 25) gemessen wurde.

4.3.5 Edelgasausscheidungen (Blasenbildung)

Bei der Zerstäubung von Metallen mit Edelgasen wurden in vielen Fällen Ausscheidungen der implantierten Atome in Form von Gasblasen (Bubbles) beobachtet (z.B. /69-74/). Die Ausbildung von Blasen wird durch die geringe Löslichkeit von Edelgasen im Festkörper verursacht. Bei ausreichender Beweglichkeit der implantierten Fremdatome ergeben sich bereits bei geringen Konzentrationen Ausscheidungen.

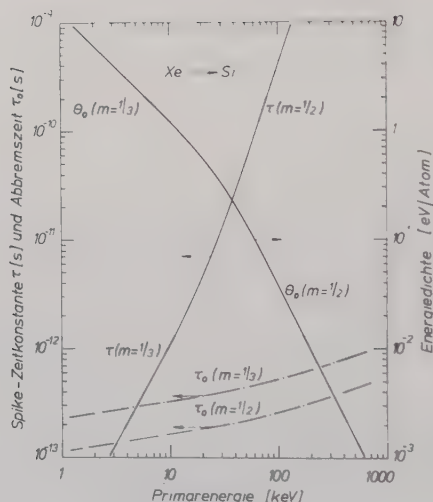


Abb. 35. Energiedichte und Zeitkonstanten in Stoßkaskaden für die Zerstörung von Silizium mit Xenonionen (nach Sigmund /65/).

Mit Hilfe von Transmissionselektronenmikroskopen konnte die Blasenbildung in Metallen beobachtet werden /72-74/. Besonders ausgeprägt ist die Blasenbildung beim Beschuß von Metallen mit Heliumionen. In diesem Fall konnten in raster-elektronenmikroskopischen Aufnahmen aufgeplatzte Blasen (Blistering) /69-71/ beobachtet werden.

Elektronenmikroskopische Untersuchungen an Silizium /75/ ergaben bisher keine eindeutigen Hinweise auf die Ausbildung von Edelgasblasen bei Raumtemperaturbestrahlung. Der bisherige Stand der experimentellen Untersuchungen schließt jedoch die Existenz kleiner Blasen (Durchmesser $\leq 20 \text{ \AA}$) nicht aus. Über den möglichen Einfluß von Edelgasblasen auf den Zerstäubungsprozeß gibt es bislang keine konkreten Vorstellungen.

4.4 Schlußbemerkung

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, daß sich die Kombination der Schwingquarzmethode mit der Methode der Rutherforddrückstreuung leichter Ionen gut zur Bestimmung von Zerstäubungsausbeuten und insbesondere zur Untersuchung von Fluenzeffekten eignet. Es konnten erstmals Aussagen über den Einfluß implantierter Fremdatome auf die Zerstäubungsausbeute ohne zusätzliche Annahmen gemacht werden.

Der beobachtete Anstieg der Zerstäubungsausbeute mit wachsender Primärionenfluenz ist mit dem Aufbau der implantierten Fremdatome korreliert und daher auf die Erhöhung der in Oberflächennähe elastisch deponierten Energie zurückzuführen.

Die Absolutwerte von Zerstäubungsausbeuten werden bereits von geringen Verunreinigungen der Probe wesentlich beeinflußt. Die im Vergleich zur Theorie deutlich niedrigeren experimentellen Zerstäubungsausbeuten lassen sich hauptsächlich durch die Überschätzung des nuklearen Bremsvermögens erklären. Für eine Weiterführung der Experimente wäre es wünschenswert, die Untersuchungen über die Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute auf einen größeren Bereich der Primärenergie auszudehnen. Im Bereich niedriger Energien wird die Sättigung der Probe, entsprechend der geringeren Reichweite der Primärionen, bereits nach der Bestrahlung mit kleinen Fluenzen erreicht, so daß die natürliche Oxidschicht auf Siliziumoberflächen die Messungen verfälschen kann. Abhilfe könnte das Abtragen der Oxidschicht durch Zerstäubung mit art-eigenen Ionen schaffen.

Eine quantitative Interpretation der Fluenzabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute war wegen des beschränkten Auflösungsvermögens der Rückstreuordnung nur bedingt möglich. Für weitere Experimente wäre daher eine zusätzliche Meßmethode, wie z.B. die Auger-Elektronen-Spektroskopie, von Nutzen, mit deren Hilfe Fremdatomkonzentrationen in unmittelbarer Oberflächennähe quantitativ bestimmt werden können.

5. ANHANG

5.1 Messung des Primärionenstroms

Zur Ausschaltung von Fehlerquellen bei der Bestimmung des Primärionenstroms wurde eine auf der Rückseite der Targethalterung angebrachte Testprobe bestrahlt (Abb. 1). Dazu wurde die Halterung so gedreht, daß der Primärstrahl durch die Blende B4 auf die Testprobe trifft.

Verfälschungen der Strommessung werden von geladenen Sekundärteilchen (Elektronen, positiv und negativ geladene Ionen) verursacht. Eine Möglichkeit, Fehler durch geladene Sekundärteilchen zu vermeiden, bietet eine Meßanordnung, bei der die Probe von einem möglichst "geschlossenen Topf" (Faradaykäfig) umgeben wird. Der Primärstrom ergibt sich dabei aus der Summe der Ströme, die über die Probe und den Topf abfließen. Der für Rückstreuemessungen erforderliche "geschlitzte" Faradaykäfig (Abb. 1) schließt diese Methode jedoch aus.

Eine andere Möglichkeit, Fehler bei Bestimmung des Primärionenstroms auszuschalten, besteht in Anlegen einer geeigneten Vorspannung an den Faradaykäfig, wodurch die entsprechend geladenen Sekundärteilchen wieder zur Probe zurückgedrängt werden. Da die Anzahl emittierter Sekundärelektronen größer ist als die der Sekundärionen, wurde der Faradaykäfig negativ vorgespannt, so daß lediglich positiv geladene Sekundärionen die Probe verlassen.

Zur Untersuchung der experimentellen Anordnung wurden der Targetstrom I_T und der Strom über den Faradaykäfig I_F bei verschiedenen negativen Vorspannungen V getrennt gemessen (Abb. 36). Obwohl der Faradaykäfig keinem direkten Ionenbeschuß ausgesetzt war, wurde ein Strom I_F über den Faradaykäfig gemessen. Bei der Bestrahlung einer Aluminiumprobe mit 50 keV-Xenonionen zeigte sich ein "Anfangseffekt". Das Stromverhältnis I_F/I_T sank von etwa 0,2 bei Bestrahlungsbeginn auf etwa 0,1 nach einigen Minuten Bestrahlungsdauer, wobei die Summe $I_T + I_F$ konstant blieb. Aus der Unabhängigkeit des Targetstroms I_T von der im Bereich zwischen -30V und -130V variierten Vorspannung kann geschlossen werden, daß negativ geladene Sekundärteilchen von der Probe wieder einge-

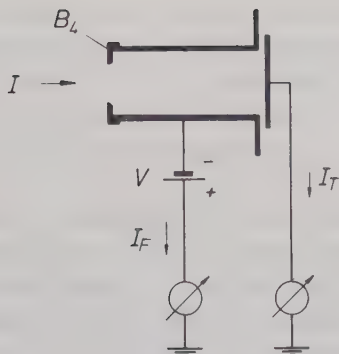


Abb. 36. Schaltbild zur Ionenstrommessung

fangen werden und somit keine Verfälschung der Strommessung bewirken. Positive Sekundärionen werden durch die negative Vorspannung des Faradaykäfigs abgesaugt und ergeben einen Beitrag ($-I^+$) zum Targetstrom,

$$I_T = I - I^+ . \quad (A1)$$

I ist der zu bestimmende Primärionenstrom. Der Strom I^+ tritt am Faradaykäfig als positive Komponente auf. Daneben muß ein möglicher Anteil I_S berücksichtigt werden, der durch eventuelle Streustrahlung auf die Blende B4 oder den Faradaykäfig bedingt ist.

$$I_F = I^+ + I_S \quad (A2)$$

Die Größe des beobachteten Anfangseffektes gibt einen Hinweis darauf, daß die Sekundärionenemission einen wesentlichen Beitrag zu I_F in Gleichung (A2) liefert /18/. Dies konnte durch Strommessungen an einer Goldprobe, deren Sekundärionenausbeute um etwa zwei Größenordnungen kleiner als die von Aluminium ist /76,77/, bestätigt werden. Für das Verhältnis I_F/I_T ergab sich ein entsprechend kleinerer Wert von $< 0,01$. Aus diesem Ergebnis kann außer-

dem geschlossen werden, daß der Einfluß möglicher Streustrahlen auf die Strommessung vernachlässigbar klein ist, d.h. $I_s \approx 0$. Für den Primärionenstrom erhält man damit aus (A1) und (A2)

$$I = I_T + I_F \quad (A3)$$

Der gemäß Glg. (A3) ermittelte Primärionenstrom kann mit einer Genauigkeit von $< 1\%$ bestimmt werden, wogegen sich bei Vernachlässigung des Stroms I_F über den Faradaykäfing Fehler bei der Bestimmung des Primärstroms in der Größenordnung von 20% ergeben können (für Aluminiumproben und Proben vergleichbarer Sekundärionenausbeuten).

Zur Untersuchung der Eigenschaften des geschlitzten Faradaykäfings wurden die Primärionenströme verglichen, die in den Systemen Testtarget-Faradaykäfing bzw. Probe-geschlitzter Faradaykäfing gemessen wurden. Im Energiebereich zwischen 20 keV und 250 keV konnten bei Ionenstromdichten zwischen $0,2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ und $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ keine meßbaren Abweichungen festgestellt werden. Der für die eigentlichen Messungen benutzte kalibrierte Stromintegrator (Ortec) wurde zur Kontrolle mit anderen Integratoren verglichen. Dabei zeigten sich keine meßbaren Unterschiede der angezeigten Ströme bzw. integrierten Ladungsmengen. Der Fehler bei der Bestimmung eingestrahelter Primärionenladungen wird daher mit $\delta(\Delta Q)/\Delta Q < 2\%$ abgeschätzt.

5.2 Bestimmung von Massenbelegungen mittels Schwingquarztechnik

Die von Sauerbrey /78/ eingeführte Schwingquarzmethode dient zur empfindlichen Bestimmung kleiner Änderungen von Massenbelegungen, z.B. beim Aufdampfen oder bei der Zerstäubung.

Die Eigenschwingungsdauer T einer zu Dicken-Scherschwingungen angeregten piezoelektrischen Quarzplatte ergibt sich in der Grundschiwingung zu

$$T = 2d/v \quad (A4)$$

wobei d die Plattendicke und v die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elastischen Transversalwelle in Richtung der Plattenormalen ist. Die Plattendicke d kann durch die Fläche F , die den schwingenden ("aktiven") Bereich in der Plattenmitte überdeckt, die dieser Fläche entsprechende Masse m_Q und der Dichte ρ_Q des Schwingquarzes ausgedrückt werden,

$$d = m_Q / F \rho_Q \quad (A5)$$

Einsetzen in Glg. (A4) ergibt

$$T = 2m_Q / F \rho_Q v \quad (A6)$$

Da sich an den Plattenoberflächen Schwingungsbäuche befinden, wird die Eigenschwingungsdauer nur durch die träge Masse und nicht durch die elastischen Eigenschaften oberflächennaher Schichten bestimmt. Eine Änderung der Eigenschwingungsdauer durch eine auf die Quarzoberfläche aufgebrachte Fremdschicht entspricht daher derjenigen Eigenschwingungsdaueränderung, die durch eine Quarzschicht gleicher Masse hervorgerufen würde. Damit ergibt sich aus (A6) für eine Massenänderung Δm (durch Aufdampfen oder Zerstäuben einer aufgedampften Schicht) die Änderung der Eigenschwingungsdauer ΔT zu

$$\Delta T = 2\Delta m / F \rho_Q v \quad (A7)$$

bzw.

$$\Delta m / F = K_Q \Delta T \quad (A8)$$

wenn in $K_Q = \rho_Q v / 2$ die Konstanten des Schwingquarzes zusammengefaßt sind. Bei dem verwendeten Schichtdickenmeßgerät (Kronos, Frequenz der Grundschiwingung des AT-Quarzes: 4,423 MHz) werden Eigenschwingungsdaueränderungen digital angezeigt. Die Anzeigenänderung ΔD ist proportional zu ΔT , so daß man für Glg. (A8)

$$\Delta m / F = c \Delta D \quad (A9)$$

erhält, wobei die Konstante c von den Quarzeigenschaften (K_Q) und der eingestellten Empfindlichkeit des Schwingquarzmonitors bestimmt wird.

Neben der Abhängigkeit von der Massenbelegung $\Delta m/F$ wird die Eigenschwingungsdauer von der Temperatur und evtl. auftretenden mechanischen Spannungen beeinflusst (s.z.B. /28/). Werden diese Effekte durch eine geeignete experimentelle Technik unterdrückt (Abschn. 2.2.2 und 2.3), so können nach Glg. (A9) Massenänderungen unmittelbar aus der Änderung der digitalen Monitoranzeige und der bestrahlten Fläche ermittelt werden.

5.3 Die Rutherford-Rückstreuung als Methode zur Bestimmung der Tiefenverteilung von Fremdatomen

5.3.1 Streuquerschnitte

Die physikalische Grundlage der Rückstreuungsmethode ist die bereits seit 1911 bekannte Rutherford-Streuformel /79/. Sie beschreibt die Streuung eines geladenen Teilchens am Coulombpotential eines Atomkerns. Mit Berücksichtigung des Rückstoßeffekts /80/ ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ für die Streuung des Teilchens um den Winkel θ in das Raumwinkelement $d\Omega$ im Laborsystem zu

$$d\sigma = (Z_1 Z_2 e^2 / E_1)^2 f(\theta, M_1, M_2) d\Omega \quad (A10)$$

wobei E_1 die Energie des gestreuten Teilchens (Masse M_1 , Kernladungszahl Z_1) vor dem elastischen Stoß mit dem Atomkern (M_2, Z_2) ist. Für $f(\theta, M_1, M_2)$ erhält man

$$f(\theta, M_1, M_2) = \frac{(\cos \theta + \sqrt{1 - (M_1/M_2)^2 \sin^2 \theta})^2}{4 \sin^4 \theta \sqrt{1 - (M_1/M_2)^2 \sin^2 \theta}} \quad (A11)$$

Die quantitative Gültigkeit der Rutherford-Streuformel wurde von Ziegler und Baglin /81/ experimentell bestätigt. Leichte Projektile ($M_2/M_1 \gg 1$) erlauben die Näherung

$$f(\theta, M_1, M_2) \approx (2 \sin(\theta/2))^{-4} \quad (A12)$$

5.3.2 Elastische und inelastische Energieverluste

Ein unter dem Winkel ϑ_1 zur Targetnormalen auftreffendes (leichtes) Ion der Energie E_0 (Abb. 37) wird auf Grund der Wechselwirkung mit den Elektronen der Probenatome abgebremst. Für seine Energie E_1 im Abstand x (im folgenden

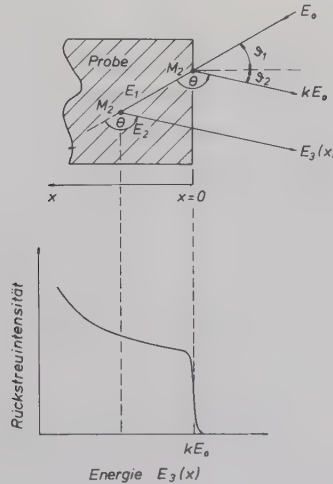


Abb. 37. Tiefen- und Massenanalyse mit Hilfe der Rutherford-Rückstreuung.

ist $x = |\vec{x}|$) von der Oberfläche gilt

$$E_1(x) = E_0 - \int_0^{x/\cos \vartheta_1} B_e(E(x')) dx' \quad (A13)$$

wobei $B_e = (dE/dx')_e$ die energieabhängige elektronische Bremskraft des Targetmaterials ist. Wird dieses Teilchen in der Tiefe x unter dem Winkel θ elastisch gestreut, ergibt sich für seine Energie E_2 nach dem Stoß aus Impuls- und Energieerhaltungssatz

$$E_2(x) = \frac{[M_1 \cos \theta - (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}]^2}{(M_1 + M_2)^2} E_1(x) \equiv k E_1(x), \quad (A14)$$

wobei $k(\theta, M_1, M_2)$ der kinematische Rückstrefaktor ist. Auf dem Rückweg zur Probenoberfläche erleidet das Teilchen wieder elektronische Energieverluste. Seine Energie E_3 nach dem Verlassen der Probe unter dem Winkel ϑ_2 zur Targetnormalen ist dann

$$E_3(x) = E_2(x) - \int_0^{x/\cos \vartheta_2} B_e(E(x')) dx' \quad (A15)$$

Wird die energie- und damit tiefenabhängige elektronische Bremskraft durch Mittelwerte $\bar{B}_e^{\text{ein}}$ (vor dem elastischen Stoß) bzw. $\bar{B}_e^{\text{aus}}$ (nach dem Stoß) ersetzt, vereinfacht sich der Ausdruck für die Energie E_3 der rückgestreuten Teilchen nach den Gleichungen (A13 - A15) zu

$$E_3(x) = k(E_0 - \bar{B}_e^{\text{ein}} x / \cos \vartheta_1) - \bar{B}_e^{\text{aus}} x / \cos \vartheta_2 \quad (A16)$$

Für eine definierte Rückstreugeometrie ($\vartheta_1, \vartheta_2, \theta$) können nach Glg. (A16) aus der Energieanalyse rückgestreuter Teilchen Informationen über die Masse M_2 der Streuzentren und ihren Abstand x von der Probenoberfläche gewonnen werden. Zur Tiefenanalyse ist die Rückstremethode allerdings nur dann gut geeignet, wenn die Energien $E_3(x)$ der an Atomen verschiedener Massen gestreuten Teilchen nicht interferieren. Für den konkreten Fall einer Fremdatomsorte der Masse M_2' in einer homogenen Probe (M_2) ist dies gegeben, sofern die Energie $E_3(x=0)$ der von Probenatomen an der Oberfläche rückgestreuten Teilchen kleiner ist als die Energie $E_3'(x=x_m)$ der an den am weitesten von der Oberfläche entfernten Fremdatomen gestreuten Teilchen. Aus Glg. (A16) ergibt sich damit für den analysierbaren Tiefenbereich die Bedingung

$$x_m \leq (k' - k) E_0 / (k' \bar{B}_e^{\text{ein}} / \cos \vartheta_1 + \bar{B}_e^{\text{aus}} / \cos \vartheta_2) \quad (A17)$$

Bei vorgegebener Primärionenenergie E_0 ergibt sich der größte analysierbare Tiefenbereich für den größtmöglichen Rückstrefaktor $k'=1$ ($M_2'/M_1 \gg 1$). Da $k(M_2)$ mit sinkender Masse der Streuzentren kleiner wird (s.z.B. /81/), ergibt sich eine entsprechende Verringerung von x_m im Fall leichter Fremdatome.

5.3.3 Flächendichte

Die Anzahl der Teilchen, die nach der Rückstreuung an Atomen der Masse M_2 im Schichtdickenintervall dx' in der Tiefe x' die Probe mit Energien zwischen E_3 und E_3+dE_3 verlassen, ergibt sich zu (z.B. /83,84/)

$$H_3 dE_3 = H_0 \psi n(x') dx' \quad (A18)$$

wobei H_0 die Zahl der eintreffenden Teilchen des Analysestrahls ist, $n(x')$ die Teilchendichte der betrachteten Atomsorte in der Tiefe x' und $\psi = (d\sigma/d\Omega)$ der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Teilchen der Energie E_1 (vor dem elastischen Stoß) in den vom Detektor erfaßten Raumwinkel Ω um den Streuwinkel θ ist. Für die Anzahl der Streuzentren pro Flächeneinheit im Bereich zwischen der Oberfläche und der Tiefe x , d.h. für die Flächendichte $N(x)$ gilt damit

$$N(x) = \int_{x=0}^x n(x') dx' = (1/H_0 \Omega) \int_{E_3(x)}^{kE_0} (H_3/\psi) dE_3. \quad (A19)$$

5.3.4 Teilchendichte (Konzentrationsverteilung)

Aus Glg. (A18) erhält man für die Dichte $n(x)$ der streuenden Teilchen im Abstand x von der Probenoberfläche

$$n(x) = H_3 (dE_3/dx) / H_0 \psi \Omega \quad (A20)$$

Der "Energieverlustparameter" (dE_3/dx) ergibt sich durch Differenzieren von Gleichung (A16). Für das Verhältnis von Fremd(n_1)- zu Probenatomkonzentration (n_2) in gleichem Abstand von der Probenoberfläche erhält man aus (A20)

$$n_1/n_2 = \{H_{31}(dE_3/dx)_1 / H_{32}(dE_3/dx)_2\} (\psi_2/\psi_1) \quad (A21)$$

5.3.5 Auswertung von Rückstreuenspektren

Exakte Analysen von Rückstreuenspektren setzen die Entfaltung der gemessenen Verteilungen bezüglich der Auflösung der experimentellen Anordnung voraus /85/. Wegen der guten Energieauflösung konnten in der vorliegenden Arbeit die benötigten Informationen mit hinreichender Genauigkeit ohne Entfaltung unmittelbar aus den Rückstreuenspektren entnommen werden. Zur Bestimmung von Reichweiteparametern, Flächen- und Teilchendichten implantierter Ionen mußten lediglich Korrekturen durchgeführt werden, die die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für elastische Streuung sowie den Beitrag implantierter Fremdatome zum elektronischen Bremsvermögen der Probe berücksichtigen.

Nach Glg. (A10) ist der differentielle Wirkungsquerschnitt umgekehrt proportional zum Quadrat der Energie E_1 der Primärteilchen (Heliumionen) vor einem elastischen Stoß. Die Zählausbeuten $H = H(\text{Kanalnummer})$ in Rückstreuenspektren geben Tiefenverteilungen nur dann richtig wieder, wenn sie bezüglich des Wirkungsquerschnitts korrigiert werden. Nach Abb. 9 kann jeder Kanalnummer eine Energie E_3 der rückgestreuten Teilchen zugeordnet werden. Für homogene Fremdatomverteilungen kann die Energie E_1 vor dem Stoß aus E_3 bestimmt werden. Man erhält für die korrigierten Zählausbeuten

$$H_K = H_3 E_1^2(E_3) / E_0^2 \quad (\text{A22})$$

Für die Flächendichten ergibt sich damit aus Glg. (A19)

$$N_2(x) = \int_0^{KE} H_{32} \left(\frac{E_1^2(E_3)}{E_0^2} \right) dE_3 \quad (\text{A23})$$

Aus Messungen des Reflexionskoeffizienten /35/ und der Analyse von Tiefenverteilungen implantierter schwerer Atome nach Bestrahlungen mit niedrigen Fluenzen (Abb. 11) folgt, daß nahezu alle auftreffenden Teilchen in der Probe verbleiben. Damit erhält man aus Rückstreuenspektren, die nach Implantationen mit niedrigen Fluenzen aufgenommen wurden, einen Kalibrierungsfaktor für Glg. (A23). Fehler durch Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des vom Detektor erfaßten Raumwinkels (Ω), die in Glg. (A19) eingehen würden, werden dadurch vermieden.

Bei der Tiefenkalibrierung muß der Einfluß implantierter (Xenon-)Ionen auf das elektronische Bremsvermögen der Probe berücksichtigt werden. Nach der Bragg'schen Regel /86/, deren Gültigkeit für viele Ion-Targetkombinationen bestätigt werden konnte /87,88/, setzt sich die Bremskraft inhomogener Proben additiv aus den Beiträgen der verschiedenen Atomsorten zusammen,

$$B_e = \sum_i S_i n_i. \quad (A24)$$

Für das Bremsvermögen von Xenonatomen für Heliumionen gilt im untersuchten Energiebereich $S_{Xe} = 2S_{Si} / 89,92/$. Mit $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta$ und $x = N_{Si}/N_{Si}$ ergibt sich dann Glg. (A16) in der Form

$$E_3(N_{Si}) = [E_0 - \bar{S}_{Si}^{ein}(N_{Si} + 2N_{Xe}) / \cos\vartheta] k(M_{Xe}) - \bar{S}_{Si}^{aus}(N_{Si} + 2N_{Xe}) / \cos\vartheta \quad (A25)$$

Mit N_{Xe} gemäß Glg. (A19) kann nun die Tiefe, aus der Teilchen von Xenonatomen rückgestreut werden in Einheiten der Flächendichte der Siliziumatome (Si -Atome/cm²) angegeben werden. Durch diese Art der Tiefenangabe wird gewährleistet, daß strahleninduzierte Dichteänderungen im entsprechenden Zahlenwert nicht enthalten sind.

In das Verhältnis aus Fremdatom- zu Probenteilchendichte (Glg. A21) geht der Energieverlustparameter (dE_3/dx) ein. Unter der Annahme homogener Xenondichte, d.h. mit $n_{Xe} = N_{Xe}/x$ kann Glg. (A25) umgeformt werden. Für die Energie der an Xenonatomen (E_3^{Xe}) bzw. Siliziumatomen (E_3^{Si}) rückgestreuten Teilchen erhält man

$$E_3^{Xe} = k_{Xe} \{ E_0 - \bar{S}_{Si}^{ein} (1 + 2 \frac{n_{Xe}}{n_{Si}}) N_{Si} / \cos\vartheta \} - \bar{S}_{Si}^{aus} (1 + 2 \frac{n_{Xe}}{n_{Si}}) N_{Si} / \cos\vartheta \quad (A26)$$

Durch Differenzieren ergibt sich für die Energieverlustparameter

$$\left| \frac{dE_3}{dx} \right|_{Xe} = \left| \frac{dE_3}{dN_{Si}} \right|_{Xe} \frac{dN_{Si}}{dx} \\ = k_{Xe} \bar{S}_{Si}^{ein} n_{Si} (1 + 2n_{Xe}/n_{Si}) / \cos\vartheta + \bar{S}_{Si}^{aus} n_{Si} (1 + 2n_{Xe}/n_{Si}) / \cos\vartheta \quad (A27)$$

In Oberflächennähe gilt $\bar{S}^{\text{ein}} = S(E_0)$ und $\bar{S}^{\text{aus}} = S(kE_0)$. Mit Glg. (A21) wird das Verhältnis von Xenon- zu Siliziumteilchendichte in gleichem Abstand von der Probenoberfläche durch die quadratische Gleichung

$$\frac{n_{\text{Xe}}}{n_{\text{Si}}} = \frac{H_{\text{Xe}} \Psi_{\text{Si}}}{H_{\text{Si}} \Psi_{\text{Xe}}} \frac{2[k_{\text{Xe}} S_{\text{Si}}(E_0) + S_{\text{Si}}(k_{\text{Xe}} E_0)] (n_{\text{Xe}}/n_{\text{Si}}) + k_{\text{Xe}} S_{\text{Si}}(E_0) + S_{\text{Si}}(k_{\text{Xe}} E_0)}{2[k_{\text{Si}} S_{\text{Si}}(E_0) + S_{\text{Si}}(k_{\text{Si}} E_0)] (n_{\text{Xe}}/n_{\text{Si}}) + k_{\text{Si}} S_{\text{Si}}(E_0) + S_{\text{Si}}(k_{\text{Si}} E_0)} \quad (\text{A28})$$

bestimmt, deren Lösung am einfachsten graphisch erfolgt.

Das elektronische Bremsvermögen von Silizium für Heliumionen im Energiebereich zwischen 100 und 300 keV wurde aus den Experimenten von Eisen und Mitarbeitern entnommen /30/. Die Meßwerte stimmen bei höheren Energien gut mit den von Lin und Mitarbeitern /90/ und Eisen und Mitarbeitern /30,91/ gemessenen Bremsvermögen überein. Interpolierte Werte können mit der von Brice /92/ angegebenen Formeldarstellung bestimmt werden.

6. LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ W.R. Grove, Trans.Roy.Soc. (London), 142(1852)87.
- /2/ R. Behrisch, in: Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften XXXV, ed. by S. Flüge und F. Trendelenburg (Springer, Berlin, 1964)295.
- /3/ G. Carter and J.S. Colligon, Ion Bombardment of Solids, (Heinemann Educational Books Ltd., London, 1968).
- /4/ M. Kaminsky, Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces (Springer, Berlin, 1965).
- /5/ M.W. Thompson, Defects and Radiation Damage in Metals, (Cambridge Univ. Press, 1969).
- /6/ R.S. Nelson, The Observation of Atomic Collisions in Crystalline Solids (North Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1968).
- /7/ H.H. Andersen in: Physics of Ionized Gases 1974, ed. by V. Vujnović (Inst.of Physics of the University of Zagreb, 1974)361.
- /8/ H. Oechsner, Appl.Phys. 8(1975)185.
- /9/ P. Sigmund, Phys. Rev. 184(1969)383.
- /10/ P. Sigmund, Rev.Roum.Phys. 17(1972)1079.
- /11/ O. Almén and G. Bruce, Nucl.Instr.Meth. 11(1961)279.
- /12/ H.H. Andersen and H. Bay, Rad.Effects 13(1972)67.
- /13/ H.H. Andersen and H.L. Bay, Rad.Effects 19(1973)257.
- /14/ O. Almén and G. Bruce, Nucl.Instr.Meth. 11(1961)257.
- /15/ E. Selin, S.E. Arnell and O. Almén, Nucl.Instr.Meth. 56(1967)218.
- /16/ F. Schulz and K. Wittmaack, Rad.Effects 29(1976)31.
- /17/ A.L. Southern, W.R. Willis and M.T. Robinson, J.Appl.Phys. 34(1963)153.
- /18/ K. Wittmaack, Int.J.Mass Spectrom. Ion Phys. 17(1975)39.
- /19/ H.H. Andersen and H.L. Bay, J.Appl.Phys. 46(1975)1919.
- /20/ J.M. Poate, W.L. Brown, R. Homer and W.M. Augustyniak, Nucl.Instr. Meth. 132(1976)345.
- /21/ A.I. Gerasimov, E.I. Zorin, P.V. Pavlov and D.I. Tetelbaum, phys.stat.sol. (a) 12(1972)679.
- /22/ J.R. Dennis and E.B. Hale, Rad.Effects 19(1973)67.
- /23/ E.C. Baranova, V.M. Gusev, YU.V. Martynenko, C.V. Starinin and I.B. Haibullin, Rad.Effects 18(1973)21.

- /24/ W. Brandt and R. Laubert, Nucl.Instr.Meth. 47(1967)201.
- /25/ F. Schulz, K. Wittmaack and J. Maul, Rad.Effects 18(1973)211.
- /26/ H. Halder, J. Meier und K. Wittmaack, GSF-Berichte S 87(1969)157, S 125(1971)95, S 171(1972)131.
- /27/ E.P. EerNisse, J.Appl.Phys. 42(1971)480.
- /28/ E.P. EerNisse, J.Vac.Sci.Technol. 12(1975)564.
- /29/ J. Schon, S. Steenstrup, A. Johansen and L.T. Chadderton, in: Ion Beam Surface Layer Analysis, Vol. 1, ed. by O. Meyer, G. Linker and F. Köppler, (Plenum Press, New York, 1976)255.
- /30/ F.H. Eisen, G.J. Clark, J. Böttiger and J.M. Poate, Rad.Effects 13(1972)93.
- /31/ J.F. Gibbons, W.S. Johnson and S.W. Mylroie, Projected Range Statistics, Semiconductors and Related Materials, 2nd Edition (Dowden, Hutchinson & Ross, Stroudsburg, 1975, distr.by Halsted Press).
- /32/ W. Wach, GSF-Bericht P-98(1976)29.
- /33/ P. Blank and K. Wittmaack, Phys.Letters 54A(1975)33.
- /34/ P. Blank, K. Wittmaack and F. Schulz, Nucl.Instr.Meth. 132(1976)387.
- /35/ J. Böttiger, J.A. Davies, P. Sigmund and K.B. Winterbon, Rad.Effects 11(1971)69.
- /36/ F. Lukes, Surface Sci. 30(1972)91.
- /37/ W.F. von der Weg, W.H. Kool, H.E. Roosendaal and F.W. Saris, Rad.Effects 17(1973)245.
- /38/ K. Wittmaack and P. Blank, Proc. Fifth Int.Conf.Ion Implantation in Semiconductors, im Druck.
- /39/ J. Lindhard, M. Scharff and H.E. Schiøtt, Kgl.Danske Videnskab. Selskab.,Mat.-Fys.Medd.33,No.14(1963).
- /40/ P. Sigmund, Monographie Nr. 74-07, H.C. Ørsted Institut, Kopenhagen, Dänemark.
- /41/ P. Sigmund, M.T. Matthies and D.L. Phillips, Rad.Effects 11(1971)39.
- /42/ R.E. Whan and G.W. Arnold, Appl.Phys.Lett. 17(1970)378.
- /43/ H. Tanoue and T. Tsurushima, in: Proc.IV,Int.Conf.Ion Impl. in Semiconductors and Other Materials, ed. by S. Namba (Plenum Press, New York, 1975)285.
- /44/ W. Wach, unveröffentlicht.
- /45/ H.H. Andersen and H.L. Bay, Rad.Effects 19(1973)139.

- /46/ H. Bay, private Mitteilung.
- /47/ H. Sommerfeldt, E.S. Mashkova and V.A. Molchanov, Phys.Letters 38A(1972)237.
- /48/ P. Blank and K. Wittmaack, Rad.Effects 27(1975)29.
- /49/ J.S. Williams, Rad.Effects 22(1974)211.
- /50/ D. Fuller, J.S. Colligon and J.S. Williams, Surf. Sci. 54(1976)647.
- /51/ J.S. Williams, Phys.Letters 51A(1975)85.
- /52/ T.W. Sigmon, W.K. Chu, H. Müller and J.W. Mayer, Appl.Phys. 5(1975)347.
- /53/ J.S. Williams and W.A. Grant, Rad.Effects 25(1975)55.
- /54/ W.A. Grant, J.S. Williams and D. Dodds, in: Ion Surface Layer Analysis, Vol. 1, ed. by O. Meyer, G. Linker and F. Köppeler, (Plenum Press, New York, 1976)235.
- /55/ H. Oetzmann, A. Feuerstein, H. Grahmann and S. Kalbitzer, in: Ion Beam Surface Layer Analysis, Vol. 1, ed. by O. Meyer, G. Linker and F. Köppeler, (Plenum Press, New York, 1976)245.
- /56/ S. Furukawa, H. Matsumara and H. Ishiware, Thin Solid Films 19(1973)399.
- /57/ H. Müller, H. Kranz, H. Ryssel and K. Schmid, Appl.Phys. 4(1974)115.
- /58/ A. Barcz, A. Turos, L. Wieluński, W. Rosiński and B. Wojtowicz-Natanson, Rad.Effects 25(1975)91.
- /59/ A. Feuerstein, S. Kalbitzer and H. Oetzmann, Phys.Letters 51A(1975)165.
- /60/ K. Wittmaack, J. Maul and F. Schulz, in: Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials, ed. by B.L. Crowder, (Plenum Press, New York, 1973)119.
- /61/ W.K. Chu, B.L. Crowder, J.W. Mayer and J.F. Ziegler, Appl.Phys.Lett. 22(1973)490.
- /62/ S. Kalbitzer, H. Oetzmann, H. Grahmann and A. Feuerstein, Z. Physik A 278(1976)223.
- /63/ H. Grahmann and S. Kalbitzer, Nucl.Instr.Meth. 132(1976)119.
- /64/ G. Sidenius, Kgl.Danske Videnskab.Selskab.,Mat.-Fys.Medd. 39,4 (1974).
- /65/ P. Sigmund, Appl.Phys.Lett. 25(1974)169.
- /66/ H.H. Andersen and H.L. Bay, J.Appl.Phys. 45(1974)953.
- /67/ H.H. Andersen and H.L. Bay, J.Appl.Phys. 46(1975)2416.
- /68/ K.B. Winterbon, P. Sigmund and J.B. Sanders, Mat.-Fys.Medd.Dan.Vid. Selskab. 37, No.14 (1970).

- /69/ R.S. Blewer, Rad.Effects 19(1973)243.
- /70/ S.K. Erents and G.M. McCracken, Rad.Effects 18(1973)191.
- /71/ J. Roth, R. Behrisch and B.M.U. Scherzer, J.Nucl.Materials 57(1975)365.
- /72/ R.S. Nelson, Phil.Mag. 9(1964)343.
- /73/ R.S. Nelson, Proc.Roy.Soc. A 311(1969)53.
- /74/ R.S. Nelson and D.J. Mazey, Rad.Effects 18(1973)127.
- /75/ I.H. Wilson, Rad.Effects 18(1973)95.
- /76/ J.F. Hennequin, J. Physique 29(1968)957.
- /77/ H.E. Beske, Z. Naturforschung 22a(1967)459.
- /78/ G. Sauerbrey, Z. Phys. 155(1959)206.
- /79/ E. Rutherford, Phil.Mag. 21(1911)669.
- /80/ C.G. Darwin, Phil.Mag. 27(1914)499.
- /81/ J.F. Ziegler and J.E.E. Baglin, J.Appl. 45(1974)1888.
- /82/ S. Petersson, P.A. Tove and O. Meyer, Thin Solid Films 19(1973)157.
- /83/ O. Meyer, J. Gyulai and J.W. Mayer, Surf.Sci. 22(1970)263.
- /84/ W.K. Chu, J.W. Mayer, M.-A. Nicolet, T.M. Buck, G. Amsel and F. Eisen, Thin Solid Films 17(1973)1.
- /85/ K. Schmid, Dissertation, 1972, Technische Universität München.
- /86/ W.H. Bragg and R. Kleemann, Phil.Mag. 10(1905)5318.
- /87/ J.S.-Y. Feng, W.K. Chu and M.-A. Nicolet, Thin Solid Films 19(1973)227.
- /88/ J.E.E. Baglin and J.F. Ziegler, J.Appl.Phys. 45(1974)1413.
- /89/ W.K. Chu and D. Powers, Phys.Rev.B, 4(1971)10.
- /90/ W.K. Lin, H.G. Olson and D. Powers, J.Appl.Phys. 44(1973)3631.
- /91/ D.K. Brice, Rad.Effects 18(1973)13.
- /92/ D.K. Brice, Phys.Rev. A6,(1972)1791.

Herrn Prof. Dr. R. Sizmann möchte ich für sein wohlwollendes Interesse am Fortgang dieser Arbeit danken.

Herrn Dr. F. Schulz und Herrn Dr. K. Wittmaack danke ich für die Anleitung zu dieser Arbeit und für viele anregende Gespräche. Insbesondere gilt mein Dank Herrn Dr. K. Wittmaack, dessen ständige Diskussionsbereitschaft und konstruktive Kritik den Fortgang dieser Arbeit wesentlich gefördert hat.

Für die uneingeschränkte Hilfsbereitschaft bei der Lösung auftretender physikalischer und technischer Probleme möchte ich den Herren Dr. B. Hietel, Dipl.-Phys. W. Wach und Ing.grad. H. Halder danken.

Fräulein E. Schneider danke ich für die Unterstützung bei der Auswertung von Rückstreupektren. Herrn G. Herzog möchte ich meine Anerkennung für seinen Einsatz beim Betrieb des Beschleunigers aussprechen.

Ebenso gilt mein Dank Frau S. Schmid für die zuverlässige und schnelle Anfertigung der benötigten Photographien, sowie Frau B. Janski und Frau H. Kahlich für ihren Einsatz beim Schreiben dieser Arbeit.

Der Werkstatt - und dabei insbesondere Herrn R. Dörfler - danke ich für die präzise Anfertigung der zum Aufbau der Apparatur benötigten Komponenten.

Für die Herstellung der Siliziumschichten möchte ich mich bei Herrn Dr. H. Garvin (Hughes Research Laboratories, Malibu, USA) und Herrn Dipl.-Phys. H.-J. Herzog (AEG-Telefunken Forschungslabor, Ulm) bedanken.

Herrn Dr. U. Heinzmann danke ich für die Anfertigung der rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen von Siliziumproben.

Lebenslauf

- Geburt: 4. April 1944 in Erfurt
- Eltern: Margarete Blank, geb. Buchal
Leonhard Blank, technischer Angestellter
- Familie: Verheiratet seit 23.10.1972 mit
Beatrix Blank, geb. Lenz
30.7.1974 Geburt unseres Sohnes Michael Blank
- Schule: 1950/1955 Volksschule Marktbergel
und Burgbernheim
1955/1964 Oberrealschule Bad Windsheim
Reifeprüfung: 22. Juli 1964
- Studium: 1964/1971 Technische Universität Stuttgart,
Diplomarbeit unter Leitung von Prof. Dr. W. Eisenmenger
über die "Messung der Rekombinationslebensdauer von
Quasiteilchen in supraleitenden Tunnelkontakten".
Diplom: 1. Dezember 1971
- Beruf: 1.5.1972 - 31.12.1976 Wissenschaftlicher Mitarbeiter in
der Physikalisch-Technischen Abteilung der Gesellschaft
für Strahlen- und Umweltforschung mbH, Neuherberg.
Während dieser Zeit Ausarbeitung der vorgelegten Dissertation.
Ab 1.1.1977 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für
Metallforschung der Technischen Universität Berlin.

